Oberlin College Library
JUL 26 1923
Not to be taken

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 10000 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 11000 Mark, im Ausland Schweiz. Frcs. 9.–. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit 250.– Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

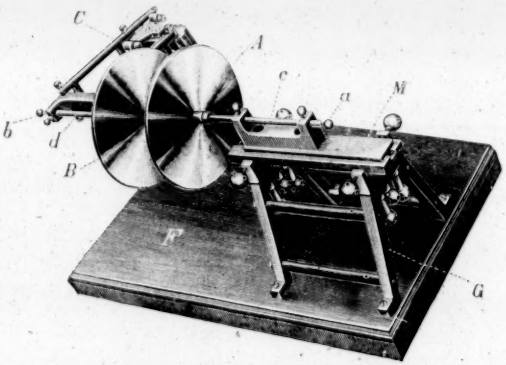
Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 12. Leipzig, 15. Juni 1923. No. 640. 24. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Luft-kondensator

nach

Kohlrausch.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

	Seite
Absorptionslinien: Eine Methode zur Beobachtung schwacher —, v. E. Madelung u. R. Götze	257
Ampère: Lichtelektrische Ströme von hundert —, v. W. Dällenbach u. G. Jahn	265
Barkhausen, H., Elektronenröhren. (B.)	270
Dällenbach, W. u. G. Jahn, Lichtelektrische Ströme von hundert Ampère	265
Dessauer, Fr., Dosierung und Wesen der Röntgenstrahlenwirkung in der Tiefentherapie vom physikalischen Standpunkt. (B.)	271
Dingler, H., Erwiderung auf H. Reichenbach	265
Elektronenemission: Temperatur, Licht- und — wechselstromgeglühter Wolframdrähte, v. H. Hunkel	252
Elektronenröhren, v. H. Barkhausen. (B.)	270
Fermi, E., Beweis, daß ein mechanisches Normalsystem im allgemeinen quasi ergodisch ist	261
Funktionentheorie: Vorlesungen über allgemeine — und elliptische Funktionen, v. Hurwitz-Courant. (B.)	270
Geisler, K., Künstlicher Kautschuk für elektrische Isolierungszwecke. (B.)	271
Glimmentladungen: Über eine quantitative Beziehung beim normalen Kathodenfall von —, v. H. Schüler	259
Götze, R. u. E. Madelung, Eine Methode zur Beobachtung schwacher Absorptionslinien	257
Hochfrequenzmeßtechnik, v. A. Hund. (B.)	272
Hund, A., Hochfrequenzmeßtechnik. (B.)	272
Hunkel, H., Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter Wolframdrähte	252
Hurwitz-Courant, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen. (B.)	270
Isolierungszwecke: Künstlicher Kautschuk für elektrische —, v. K. Geisler. (B.)	271
Jahn, G. u. W. Dällenbach, Lichtelektrische Ströme von hundert Ampère	265
Kathodenfall: Über eine quantitative Beziehung beim normalen — von Glimmentladungen, v. H. Schüler	259
Kautschuk: Künstlicher — für elektrische Isolierungszwecke, v. K. Geisler. (B.)	271
Madelung, E. u. R. Götze, Eine Methode zur Beobachtung schwacher Absorptionslinien	257
Neumann, E. R., Vorlesungen zur Einführung in die Relativitätstheorie. (B.)	269
Normalsystem: Beweis, daß ein mechanisches — im allgemeinen quasi-ergodisch ist, v. H. Fermi	261
Planck, M., Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. (B.)	271
Reichenbach, H.: Erwiderung auf —, v. H. Dingler	265
Relativitätstheorie: Vorlesungen zur Einführung in die —, v. E. R. Neumann. (B.)	269
Röntgenstrahlenwirkung: Dosierung und Wesen der — in der Tiefentherapie vom physikalischen Standpunkt, v. Fr. Dessauer. (B.)	271
Spannungsmessungen am Tesla-Transformator, v. M. Wolfke	249
Schüler, H., Über eine quantitative Beziehung beim normalen Kathodenfall von Glimmentladungen	259
Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter Wolframdrähte, v. H. Hunkel	252
Tesla-Transformator: Spannungsmessungen am —, v. M. Wolfke	249
Thurn, H., Der funkentelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst. (B.)	272
Tiefentherapie: Dosierung und Wesen der Röntgenstrahlenwirkung in der — vom physikalischen Standpunkt, v. Fr. Dessauer. (B.)	271
Wärmestrahlung: Vorlesungen über die Theorie der —, v. M. Planck. (B.)	271
Wolfke, M., Spannungsmessungen am Tesla-Transformator	249
Wolframdrähte: Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter —, v. H. Hunkel	252
Zeitzeichendienst: Der funkentelegraphische Wetter- und —, v. H. Thurn. (B.)	272

Für theoretische Arbeiten auf dem Gebiete der

Verstärkertechnik

wird von großindustriellem Werk zum baldigen Eintritt

1 jüngerer Physiker

gesucht. Geeigneter Bewerber wird ersucht, ausführliche Bewerbungen mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen, Empfehlungen sowie Angabe des frühesten Eintrittstermins einzureichen unter **J. K. 7051** an **Rudolf Mosse, Berlin SW. 19.**

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250311.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1923. Redaktionsschluß für No. 14 am 5. Juli 1923. 24. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. Wolfke, Spannungsmessungen am Tesla-Transformator. S. 249.

H. Hunkel, Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter Wolframdrähte. S. 252.

E. Madelung u. R. Götze, Eine Methode zur Beobachtung schwacher Absorptionslinien. S. 257.

H. Schüler, Über eine quantitative Beziehung beim normalen Kathodenfall von Glimmentladungen. S. 259.

E. Fermi, Beweis, daß ein mechanisches Normalsystem im allgemeinen quasi-ergodisch ist. S. 261.

H. Dingler, Erwiderung auf H. Reichenbach. S. 265.

W. Dällenbach u. G. Jahn, Lichtelektrische Ströme von hundert Ampère? S. 265.

Besprechungen:

E. R. Neumann, Vorlesungen zur Einführung in die Relativitätstheorie. S. 269.

W. Wien, Die Relativitätstheorie vom Standpunkte der Physik und Erkenntnislehre. S. 270.

Hurwitz-Courant, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen. S. 270.

H. Barkhausen, Elektronenröhren. S. 270.

M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. S. 271.

Fr. Dessauer, Dosierung und Wesen der Röntgenstrahlenwirkung in der Tiefentherapie vom physikalischen Standpunkt. S. 271.

K. Geisler, Künstlicher Kautschuk für elektrische Isolierungszwecke. S. 271.

H. Thurn, Der funkentelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst. S. 272.

A. Hund, Hochfrequenzmeßtechnik. S. 272.

Berichtigung. S. 272.

Personalien. S. 272.

Gesuche. S. 272.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Spannungsmessungen am Tesla-Transformator[1]).

Von M. Wolfke.

Über die Größenordnung der durch Tesla-Transformatoren erzeugten Spannungen war man bis jetzt sehr im unklaren. Gelegentlich einiger Vorversuche zur Erzeugung von raschen Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen habe ich auch die Spannungen an einem Tesla-Transformator näher untersucht, um ihre Größenordnung einmal experimentell festzustellen. Die Resultate dieser Messungen bilden den Inhalt vorliegender Abhandlung.

Versuchsanordnung.

Die Primärspule des von mir bei diesen Messungen benutzten Tesla-Transformators hat 32 cm Durchmesser und 14 cm Länge und besteht aus zehn Windungen von 5 mm starkem Kupferdraht. Die sekundäre Spule des Transformators ist aus sehr dünnem, mit Seide umsponnenem Kupferdraht, auf ein Glasrohr von 11 cm Durchmesser und 75 cm Länge gewickelt und besitzt 1700 Windungen. Beide Spulen befinden sich in Luft, als Dielektrikum.

Die Versuchsanordnung ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Die primäre Spule T_1 des Tesla-Transformators bildet einen Teil eines Schwingungskreises, der aus der Kapazität C und der Funkenstrecke F besteht. Die Kapazität C ist eine Batterie von Leidener Flaschen von 0,23 Mikrofarad. F ist eine rotierende Löschfunkenstrecke mit 1300 Unterbrechungen pro Sek. Der Schwingungskreis wird durch einen

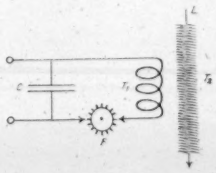


Fig. 1.

Öltransformator von 2,5 KW und 6000 Volt gespeist. Ein Ende der sekundären Spule T_2 des Tesla-Transformators ist geerdet, so daß am anderen Ende, L die maximalen Spannungsamplituden auftreten.

Zu den Spannungsmessungen wurde ein Vakuumrohr (Fig. 2) nach Art der Braunschen Kathodenröhre benutzt. Die Kathode K dieses

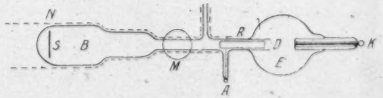


Fig. 2.

Rohres wurde an das Ende L (Fig. 1) der Sekundärspule des Tesla-Transformators angeschlossen, die Anode A dagegen geerdet. Aus der magnetischen Ablenkung der auf diese Weise erzeugten Kathodenstrahlen konnte ich die Spannungen ermitteln.

1) Vorgetragen am 4. IV. 1923 in der 1. Jahrestagung der Poln. Phys. Ges. in Warschau.

Die Wahl einer passenden Form des Vakuumrohres zu diesen Versuchen ist außerordentlich schwer. Einerseits ist die Durchschlagsgefahr bei den hohen Spannungen sehr groß, anderseits bedingt die Hochfrequenz der Entladungen im Innern des Rohres starke Störungen durch vagabundierende Verschiebungsströme und statische Ladungen. Nach mehreren Versuchen erwies sich die in Fig. 2 dargestellte Form des Rohres als die geeignetste. Das Rohr besteht aus zwei Teilen: aus dem Entladungsraum E und dem Beobachtungsraum B. Den Entladungsraum bildet eine Glaskugel von 19 cm Durchmesser, in der sich eine Aluminiumkathode K von 2 cm Durchmesser befindet. Im Abstand von 10 cm von derselben ist ein Aluminiumdiaphragma D von 0,5 mm Durchmesser am Messingrohr R angebracht. Das Messingrohr, 15 cm lang, ist vermittelst der Elektrode A geerdet. Durch dieses Messingrohr treten die Kathodenstrahlen in den Beobachtungsraum ein, wo sie den Fluoreszenzschirm S treffen. Der Beobachtungsraum ist von außen von einem engmaschigen geerdeten Kupfernetz N vollständig umgeben, welches zusammen mit dem Messingrohr R das Kathodenstrahlbündel vor den elektrostatischen Einflüssen des Entladungsraumes und des Tesla-Transformators selbst vollkommen schützt. Das ablenkende Magnetfeld wird durch zwei zum Rohr symmetrisch liegende eisenlose Solenoide M von 7 cm Durchmesser, 25 cm Länge und 73 Windungen erzeugt. Der Abstand von der Mitte des Magnetfeldes zum Schirm S beträgt 42 cm. Das gesamte Vakuumrohr hat eine Länge von ca. 100 cm.

Die zu diesen Versuchen benutzte Vakuumanlage bestand aus einer Gädeschen Kapselpumpe, Vollmerschen Quecksilberdampfstrahlpumpe und der Vollmerschen Kondensationspumpe mit flüssiger Luft-Kühlung.

Meßmethode.

Wie bereits oben erwähnt, wurden die Entladungsspannungen aus der gemessenen Ablenkung des Kathodenstrahlbündels und Intensität des ablenkenden Magnetfeldes berechnet.

Bezeichnen wir mit x die auf dem Fluoreszenzschirm gemessene Ablenkung der Kathodenstrahlen, mit e die Ladung des Elektrons, mit m_0 seine Ruhmasse und mit v seine Geschwindigkeit, so gilt bekanntlich folgende Beziehung:

$$x = \frac{eH}{mvc} = \frac{eH}{m_0 vc}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}},$$

wo H das sogenannte magnetische Integral des Weges bedeutet. Diese Größe ist proportional der in den Spulen M (Fig. 2) fließenden Stromstärke i:

$$H = a\,i,$$

so daß:

$$x = \frac{e\,a\,i}{m_0 v c}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

Wenn P die Entladungsspannung in Volt ist, so gilt folgende bekannte Gleichung:

$$\frac{P\,e}{300} = \frac{m_0 v^2}{2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Aus den letzten zwei Gleichungen erhalten wir:

$$P = \frac{8{,}9\cdot 10^{-2}\cdot a^2\cdot \frac{i^2}{x^2}}{\sqrt{1+3{,}5\cdot 10^{-7}\cdot a^2\cdot \frac{i^2}{x^2}}}, \qquad (1)$$

$$\frac{v}{c} = \frac{6{,}7\cdot 10^{-3}\cdot P}{a\cdot \frac{i}{x}}, \qquad (2)$$

$$a = \frac{4{,}7\cdot 10^{-3} P}{\frac{i}{x}}\sqrt{1+\sqrt{1+2{,}58\cdot 10^{11}\cdot \frac{1}{P^2}}}, \qquad (3)$$

wobei

$$e = 4{,}77\cdot 10^{-10} \quad \text{und} \quad m_0 = 0{,}9\cdot 10^{-27}$$

gesetzt worden ist. Aus den Gleichungen (1) und (2) sehen wir, daß die Messung der Entladungsspannung P zurückgeführt ist auf die Messung der magnetischen Ablenkung x des Kathodenstrahlbündels und der Stromstärke i in den Solenoiden M (Fig. 2). Die Konstante a kann vermittels der Gleichung (3) experimentell bestimmt werden aus den Messungen von x und i bei bekannter Entladungsspannung P. Zur Messung der Ablenkung x benutzte ich ein Kathetometer. Dabei wurde bei allen Messungen mit dem Kathetometer vom Nullpunkt aus auf eine bestimmte Ablenkung von 1 cm, 2 cm nach oben und nach unten eingestellt und die Stromstärke i so lange variiert, bis der Kathodenfleck auf dem Fluoreszenzschirm die bestimmte Ablenkung erreichte. Es ist noch zu bemerken, daß das Vakuumrohr im magnetischen Meridian aufgestellt war und die vertikale Komponente des Erdmagnetismus durch passende Magnete kompensiert wurde.

Eichung.

Die Eichung, d. h. die Auswertung der Konstanten a geschah mit Kathodenstrahlen von konstanter Spannung ca. 9 KV. Zu diesem

Zweck wurde eine Wommeldorfsche Influenzmaschine benutzt. Die Spannungen wurden mit einem geeichten Kelvinschen Elektrometer gemessen. Für die Konstante a ergaben die Messungen folgende Werte:

eine Reihe von 17 Messungen bei verschiedenen Spannungen zwischen 8000—10000 V. mit Ablenkungen von 1 und 2 cm gab als Mittelwert

$$a = 520;$$

eine zweite Reihe von 20 Messungen bei konstanter Spannung von 9000 V. und verschiedenen Ablenkungen ergab als Mittelwert

$$a = 518.$$

Der Wert dieser Konstanten läßt sich auch aus den Dimensionen der Apparatur annähernd berechnen. Ich habe eine solche Rechnung durchgeführt und für die Konstante a den Wert 480 erhalten. Da bei dieser Rechnung die Streuung des Magnetfeldes außerhalb des Solenoides nicht in Rechnung gezogen worden ist, so ist begreiflich, daß der errechnete Wert kleiner ist als der experimentell gefundene.

Die Eichung überzeugte mich, daß die Meßgenauigkeit dieser Methode für Gleichspannungen ca. 1 Proz. beträgt. Bei Entladungen mit hochfrequenten Spannungen dürfte wohl diese Meßgenauigkeit bedeutend kleiner sein, der Fehler erreicht jedoch auch im schlimmsten Falle keine 5 Proz., wie ich mich bei Spannungsmessungen am Tesla-Transformator bei konstanten Entladungsbedingungen überzeugen konnte.

Messungen am Tesla-Transformator.

Die Entladungseffekte an der Spitze L (Fig. 1) ohne Vakuumrohr, in der Luft, bei Resonanz, waren im Verhältnis zu der Größe des Transformators außerordentlich stark. Die Spitzenentladung bestand dabei aus einem reich verzweigten Funkenast von ca. 50 cm langen Funken.

Die Spannungsmessungen wurden alle bei konstanter Ablenkung 1 cm durchgeführt, wobei stets auf den am wenigsten abgelenkten Teil des Kathodenstrahlfleckes eingestellt worden ist. Da es nicht möglich war, das Vakuumrohr während des Pumpens entsprechend zu erhitzen, so mußten die Elektroden und die Glaswände durch andauerndes Pumpen langsam entgast werden. Damit stieg auch die Härte des Rohres und die davon abhängige Entladungsspannung nur sehr langsam an. Der Druck im Entladungsrohr, gemessen vor jeder einzelnen Entladung am Mac Leodschen Manometer, war stets von der Größenordnung 10^{-5} mm Hg.

Die höchste Entladungsspannung, welche ich bei diesen Versuchen messen konnte, war ca. 400000 Volt, sie entspricht Kathodenstrahlen von ca. 0,87 der Lichtgeschwindigkeit.

Die Höchstleistung des Tesla-Transformators war bei diesen Messungen bei weitem noch nicht erreicht. Die sich an den Zuleitungen zeigenden Büschelentladungen waren nicht länger als nur ça. 10 cm. Ein weiteres Härterwerden des Entladungsrohres vergrößerte zwar die Büschelentladungen an den Zuleitungen, schwächte aber gleichzeitig die Intensität der Entladung im Rohr selbst, ohne auf die Entladungsspannung einen merklichen Einfluß auszuüben. Im Gegenteil schien bei weiterem Pumpen des Rohres die Entladungsspannung abzunehmen. Diese Erscheinung läßt sich folgendermaßen deuten.

Je nach den Spannungen müssen zwei verschiedene Arten von Spitzenentladungen an den Zuleitungen des Tesla-Transformators unterschieden werden. Bei ca. 50000 Volt beginnt an den Zuleitungen ein schwaches gleichmäßiges Glimmen. Dieses Glimmen verstärkt sich nur langsam mit steigender Spannung, indem es auch gleichzeitig an Ausdehnung gewinnt. Bei Spannungen von ca. 250000—350000 Volt, je nach der Form und Größe der Zuleitungen, treten plötzlich scharfe Funkenbüschel auf, die rasch mit der Spannung wachsen und ähnlich wirken, wie eine zum Entladungsrohr parallel geschaltete Funkenstrecke. Sie schwächen die Entladung im Rohr und begrenzen ihre Entladungsspannung. Daraus geht hervor, daß ein weiteres Steigen der Entladungsspannung beim Betrieb mit Tesla-Transformatoren ev. durch eine geeignetere Form der Hochspannungszuleitungen, unter Vermeidung von Spitzen zu erreichen wäre, oder aber die Zuleitungen müßten vollständig in ein anderes Dielektrikum eingebettet werden, welches eine größere Durchschlagsfestigkeit als Luft besitzt.

Zusammenfassung.

Es wurden mittels magnetischer Ablenkung von Kathodenstrahlen in einem Vakuumrohr Spannungsmessungen am Tesla-Transformator ausgeführt, wobei Spannungen bis 400000 V. konstatiert werden konnten.

Warschau, April 1923.

(Eingegangen 5. Mai 1923.)

Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter Wolframdrähte.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Von Hermann Hunkel.

Die Zahl der Arbeiten, die sich mit dem Temperaturverlauf in wechselstromdurchflossenen Drähten befassen, ist gering, weil diesem Problem seither nur wenig praktische Bedeutung zukam. Neuerdings gewinnt es aber im Zusammenhang mit Versuchen der Lichttelephonie und der Entwicklung der Glühkathodenröhren mit Wechselstromheizung an Interesse.

K. Cranz[1]) behandelte den Temperaturverlauf in wechselstromdurchflossenen Drähten theoretisch mit Hilfe der Gleichung zwischen der dem Draht elektrisch zugeführten und der von ihm wieder abgegebenen bzw. in ihm enthaltenen Energie. Die Integration der linearen Differentialgleichung 1. Ordnung für die Temperatur T liefert das Ergebnis, daß der Temperaturverlauf unter Voraussetzung sinusförmigen Stromes durch eine Sinusfunktion doppelter Frequenz mit einer Phasenverschiebung φ dargestellt wird.

Die Cranzsche Theorie fand H. Ebeling[2]) in einer ausführlichen experimentellen Untersuchung nicht voll bestätigt. Er suchte deshalb seine Versuchsergebnisse durch eine Übertragung der Lichtbogentheorie von H. Th. Simon darzustellen. Im Bereich niedriger Temperaturen gibt seine Theorie die Versuche qualitativ und quantitativ befriedigend wieder, seine Methoden versagen jedoch im Bereich der Glühtemperaturen. Deshalb nahm O. M. Corbino[3]) das Problem bei Glühtemperaturen theoretisch und experimentell wieder auf. Er berücksichtigt den von Ebeling vernachlässigten Energievorrat im Draht und vermeidet im Gegensatz zu Cranz und Ebeling die Annahme bestimmter Abkühlungsgesetze. Mit der Ebelingschen Arbeit gemeinsam ist die Ermittlung des Temperaturverlaufs aus den Widerstandsschwankungen des Drahtes.

An einem Draht von der Wärmekapazität c liege die Spannung $e_0 \cdot \sin \omega t$; es bedeute ferner r_m den mittleren Drahtwiderstand im Glühzustande, α den Temperaturkoeffizienten des Drahtes für Glühtemperaturen, T_m die mittlere Temperatur des Drahtes, ϑ den Unterschied zwischen der Augenblickstemperatur T zur Zeit t und der mittleren Temperatur T_m, Θ den maximalen Wert von ϑ, so gilt nach Corbino die Energiegleichung:

$$c \cdot \frac{dT}{dt} + f(T) = \frac{e_0^2 \sin^2 \omega t}{r_m (1 + \alpha \vartheta)}. \qquad (1)$$

Die im Zeitdifferential dt vom Draht emittierte Energiemenge ist in dieser Gleichung durch das unbestimmte Symbol $f(T)$ eingeführt. Indem er $f(T_m + \vartheta)$ nach dem Taylorschen Satz entwickelt, gelangt Corbino nach einigen Vernachlässigungen und Umformungen zu der Gleichung:

$$c \cdot \frac{d\vartheta}{dt} + Q \cdot \vartheta = -\frac{e_0^2}{2 r_m} \cdot \cos 2\omega t, \qquad (2)$$

worin Q für den Ausdruck $\alpha \cdot f(T_m) + f'(T_m)$ gesetzt ist. Formal entspricht diese Gleichung der Differentialgleichung für die Stromstärke in einem Wechselstromkreise vom Widerstand Q und der Selbstinduktion c bei sinusförmiger elektromotorischer Kraft, daher wird auch ϑ sinusförmig, jedoch von doppelter Frequenz $2 \cdot \omega$ mit einer Phasenverzögerung φ gegenüber der Leistungsgröße $-\frac{e_0^2}{2 r_m} \cdot \cos 2\omega t$. Der Gleichung (2) genügt daher der Ansatz:

$$\vartheta = \Theta \cdot \cos (2\omega t - \varphi), \qquad (3)$$

wobei die maximale Temperaturamplitude

$$\Theta = -\frac{e_0^2}{2 r_m} \cdot \frac{\cos \varphi}{Q} = -W \frac{\cos \varphi}{Q} = W \frac{\sin \varphi}{2 c \omega} \qquad (4)$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2 c \omega}{Q} \qquad (5)$$

ist.

Corbino versucht seine Theorie auf zwei experimentellen Wegen zu bestätigen, von denen jedoch nur der zweite[1]) einwandfrei erscheint. Mit Hilfe einer Differentialschaltung an der Braunschen Röhre kompensiert er die Oberschwingungen des Heizstromes bis auf die zweite Harmonische und erhält auf dem Fluoreszenzschirm der Röhre die Lissajoussche Figur für die orthogonale Zusammensetzung einer Schwingung mit ihrer zweiten Harmonischen. Er vermag dann qualitativ zu folgern, daß φ nahe gleich $\frac{\pi}{2}$ ist, muß aber nicht weniger als 12 Metallfadenlampen zusammenschalten, um genügend starke Oberschwingungen zu erzielen.

Die Ergebnisse der erwähnten Arbeiten hat Corbino zu einer Bestimmung der spezifischen Wärme des Wolframs und anderer Metalle bei hohen Temperaturen benutzt[2]). Aus seinen dabei gewonnenen Ergebnissen kann man ableiten, daß der Phasenwinkel φ im Mittel zwischen 86 und 88° liegt. Demgegenüber hatte Ebeling in seiner erwähnten Arbeit bei Glühlampentemperaturen den Phasenwinkel o und unter-

1) Zeitschr. f. Math. u. Phys. **34**, 92—110, 1889.
2) Diss. Göttingen 1908, Ann. d. Phys. **27**, 391, 1908.
3) Diese Zeitschr, **11**, 413, 1910.

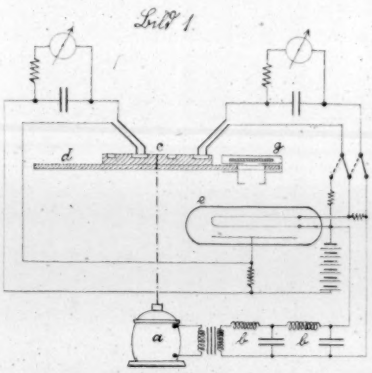
1) Diese Zeitschr. **12**, 292, 1911.
2) Diese Zeitschr. **13**, 376, 1912.

halb 500° Phasenverschiebungen zwischen 4 und 70° je nach den Versuchsbedingungen gefunden[1]).

Diese anscheinend widersprechenden Ergebnisse gaben Anlaß, Form und Phase des Temperaturverlaufs bei Glühtemperaturen erneut experimentell zu untersuchen. An Stelle der relativ sehr kleinen Widerstandsschwankungen des Drahtes wurden Licht- und Elektronenemission dazu benutzt, deren starke Temperaturabhängigkeit bei reinen Versuchsbedingungen gute Ergebnisse versprach.

An einer zylindrischen, für die Zwecke dieser Untersuchung besonders gebauten Röhre mit achsenparallelen Wolframdrähten von 0,01, 0,02 und 0,03 mm Durchmesser wurden nach dem Joubertschen Verfahren punktweise Strom- und Spannungskurve des Heizstromes und die Elektronenemissionskurve sowie die Lichtemissionskurve auf photographischem Wege gleichzeitig aufgenommen.

Ein Gleichstrom-Wechselstromumformer (*a*) (siehe Bild 1) mit senkrechter Achse und drehbarem Ständer diente als Stromquelle. Durch verschiedene Maßnahmen gelang es, die Drehzahl auf weniger als 1 Prom. konstant zu halten. Die nicht sinusförmige Spannungskurve der Maschine wurde nach dem Vorgange K. W. Wagners[2]) durch eine zweigliedrige Kettenleiteranordnung (*b*) von ihren Oberschwingungen vollständig befreit, was oszillographisch geprüft wurde. Die besonders sorgfältig konstruierte Kontaktscheibe (*c*) gestattete die gleichzeitige Aufnahme der Strom- und Spannungskurve und war mit der Sektorenscheibe (*d*) zur Ausblendung der synchronen Lichtphase verschraubt. Die jeweilige relative Einstellung der Kontaktsektorenscheibe auf einen bestimmten Abszissenwert der Periode konnte bei laufender Maschine durch Verdrehung des Ständers längs einer Gradteilung auf dem Maschinensockel vorgenommen werden.



Dicht unter der Sektorenscheibe und in gewissem Abstand über der Röhre (*e*) war ein etwa 2 mm breiter Schlitz mit doppeltem Verschluß angebracht. Das Öffnen und Schließen in passend gewählten Zeitpunkten wurde elektromagnetisch durch ein Pendeluhrwerk besorgt. Dicht über der Sektorenscheibe und über dem erwähnten Schlitz war die in Schienen verschiebbare Kassette (*g*) mit der photographischen Platte gelagert, die durch einen zweiten, schmalen Schlitz belichtet wurde. Die einzelnen Belichtungen ergaben auf der entwickelten Platte etwa 1 mm breite parallele Streifen, deren Abstand bei der Aufnahme an einer Teilung einstellbar war.

Die Kurvenaufnahmen wurden über eine ganze Periode erstreckt und von jeder Kurve durchschnittlich 42 Punkte aufgenommen. Die belichteten Diapositivplatten wurden in genau gleicher Weise entwickelt und fixiert. Die Schwärzung der bis auf die Ränder sehr gleichmäßigen Streifen wurde sorgfältig mit einem Mikrophotometer gemessen. Der Übergang von der mikrophotometrisch gemessenen Opazitäts- oder optischen Durchlässigkeitskurve zur Schwärzungskurve des emittierten Lichtes und dann zum Verlauf der Lichtintensität selber geschah nach dem Schwarzschildschen Schwärzungsgesetze mittels der charakteristischen Schwärzungskurve, deren Ermittelung für die benutzte Plattensorte unter ganz gleichen Bedingungen wie bei den Aufnahmen für jeden Glühdraht so erfolgte, daß die Belichtungszeit der Platte beibehalten dagegen die Lichtintensität durch Änderung des Abstandes Glühfaden—Platte variiert wurde.

Die Heizstromkurve wurde mit einem harmonischen Analysator in ihre Partialwellen zerlegt.

Nach dem geschilderten Verfahren sind wiederholte Aufnahmen an Fäden von 0,01, 0,02 und 0,03 mm bei den Heizstromfrequenzen 35, 50 und 75 Perioden gemacht worden. Die aus jeder Aufnahme gewonnenen Kurven wurden auf Koordinatenpapier graphisch dargestellt. Bild 2 zeigt beispielsweise eine ver-

1) Die bei Ebeling gegebenen Werte des Phasenwinkels liegen zwischen 2 und 35°. Während Corbino nämlich die Leistungskurve als doppelt frequente Cosinuskurve auffaßt, bezieht Ebeling den Phasenwinkel der Temperatur auf die Leistungskurve als $\sin^2$-Kurve. Wir behalten von jetzt ab die Ebelingsche Auffassung bei, so daß der Maximalwert des Phasenwinkels nicht $\frac{\pi}{2}$ wie bei Corbino, sondern $\frac{\pi}{4}$ beträgt.

2) Arch. f. Elektrotechn. 1919, Heft I/II und Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1920, Heft 4.

kleinerte Aufnahme, die bei 50 Perioden an dem 0,02 mm starken Faden gemacht wurde. Die Herleitung der Temperaturkurve des Glühdrahtes erfolgte dann unter Benutzung der Gesetze der Lichtstrahlung und Elektronenemission auf graphischem Wege. In Bild 2 bedeutet AA die Spannungskurve am Glühdraht, BB die

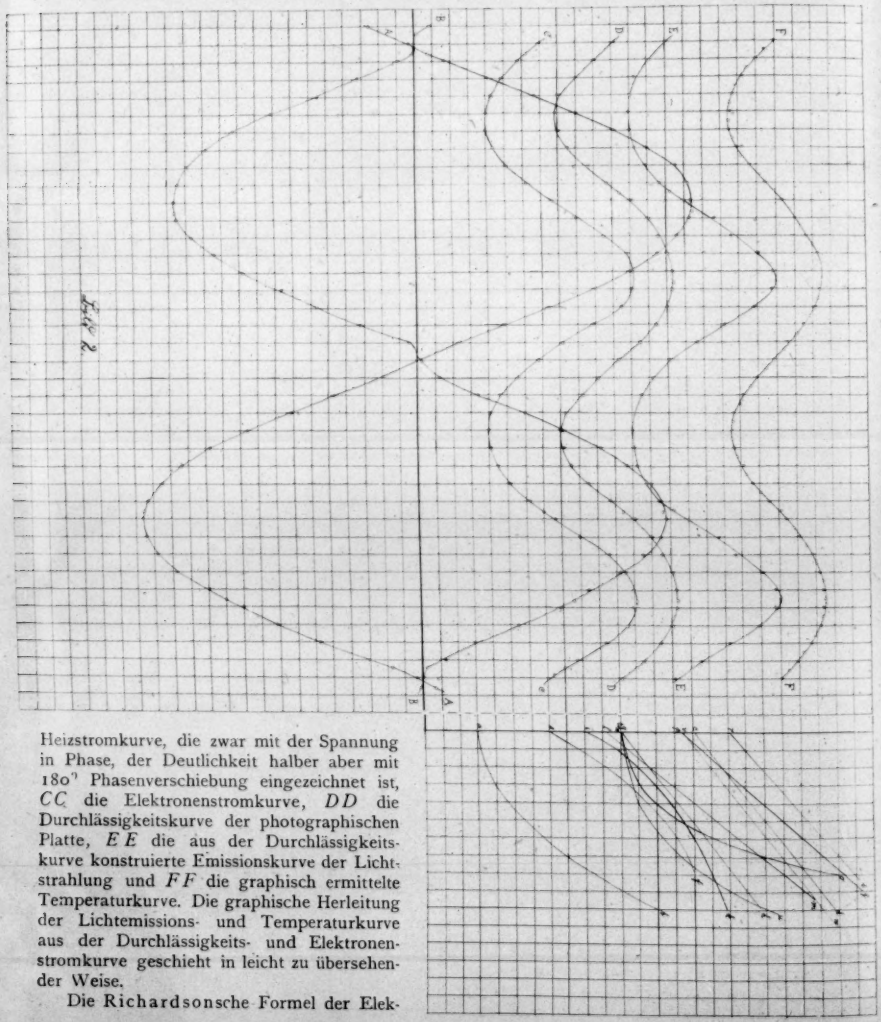


Fig. 2.

Heizstromkurve, die zwar mit der Spannung in Phase, der Deutlichkeit halber aber mit 180° Phasenverschiebung eingezeichnet ist, CC die Elektronenstromkurve, DD die Durchlässigkeitskurve der photographischen Platte, EE die aus der Durchlässigkeitskurve konstruierte Emissionskurve der Lichtstrahlung und FF die graphisch ermittelte Temperaturkurve. Die graphische Herleitung der Lichtemissions- und Temperaturkurve aus der Durchlässigkeits- und Elektronenstromkurve geschieht in leicht zu übersehender Weise.

Die Richardsonsche Formel der Elektronenemission gibt den zu jedem absoluten Temperaturwert gehörigen Sättigungsstromwert an. Umgekehrt stellt dann die Kurve der Richardsonschen Funktion die Hilfskurve dar, mit welcher aus dem Emissionsstromverlauf der Temperaturverlauf des Glühdrahtes konstruiert werden kann. (Bild 2, Kurve ab.) An ab

werden die Ordinaten der Kurve CC rechtwinklig „gespiegelt" und an der beliebig gezogenen Geraden cd rechtwinklig „gebrochen". Die Schnittpunkte dieser gebrochenen Strahlen mit den zugehörigen, nach oben verlängerten Ordinaten der Elektronenstromkurve ergeben die entsprechenden Punkte der Temperaturkurve. In Fig. 2 sind diejenigen Punkte der Temperaturkurve FF, die auf den eingezeichneten Ordinaten liegen, in dieser Weise aus der Elektronenstromkurve gefunden. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Elektronenemission dem Temperaturverlauf ohne Phasenverschiebung folgt, eine Voraussetzung, über deren Berechtigung kein Zweifel besteht.

Zur Konstruktion der Lichtemissionskurve aus der ermittelten Durchlässigkeitskurve sind zwei Hilfsfunktionen nötig, nämlich die charakteristische Schwärzungskurve ef der photographischen Platte und die logarithmische Kurve ik (Schwarzschildsches Schwärzungsgesetz). Die Ordinaten von DD werden nacheinander an ef, der Geraden gh und an ik gespiegelt und an lm gebrochen.

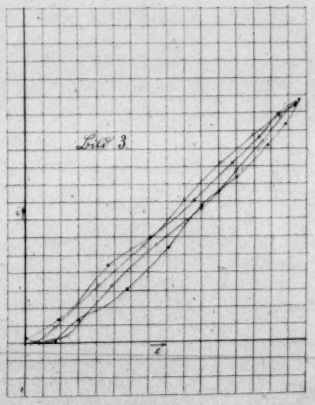
Zur Konstruktion der Temperaturkurve aus der Lichtemissionskurve stehen zwei Wege offen: 1. mit Hilfe des für Wolfram entsprechend modifizierten Stefanschen Gesetzes, 2. aus der Durchlässigkeitskurve unter Benutzung der sogenannten Wannerschen Funktion. Man kann also die Kurve EE an der Kurve der fünften Potenz no spiegeln und an der Geraden pq brechen, da der Exponent im Stefanschen Strahlungsgesetz für Wolfram ähnlich wie für Platin zu fast genau 5 bestimmt ist. In Fig. 2 sind alle diejenigen Punkte der Temperaturkurve EE, die nicht auf den eingezeichneten Ordinaten liegen, in dieser Weise konstruiert. Auch hier ist die Voraussetzung gemacht, daß die Lichtemission der Temperatur ohne Phasenverzögerung folgt. Man sieht, daß beide vollkommen unabhängig voneinander gefundenen Punktgruppen der Temperaturkurve recht genau in den gleichen Kurvenzug hineinfallen, wenn man nur durch passende Neigung der Geraden cd und der Geraden pq für gleiche Amplituden gesorgt hat.

Diese Übereinstimmung beweist die Richtigkeit der zur Bestimmung des Temperaturverlaufs angewandten Methoden.

Nach einem bekannten Satze ist der Logarithmus der Intensität J einer Wellenlänge eine lineare Funktion des reziproken Wertes der absoluten Emissionstemperatur T. Dieser Satz läßt sich auf einen ganzen Spektralbereich ausdehnen, wenn dieser in seiner Zusammensetzung bei allen Messungen konstant bleibt. Das ist aber bei dem benutzten photographisch wirksamen Spektralbereich der Fall. Die photographische Intensität des Spektralbereichs kann der Einfachheit halber auf die Wellenlänge der maximalen Wirkung 455 $\mu\mu$ konzentriert gedacht werden. Zeichnet man die Wannersche Funktion dieser Wellenlänge statt in der $\log J : \frac{1}{T}$-Ebene in der $\log J : T$-Ebene, so wird aus der Geraden eine sehr flache gleichseitige Hyperbel, an deren Stelle für nicht zu große Temperaturbereiche in sehr guter Annäherung eine Gerade gesetzt werden kann. Es ergibt sich also, daß die Temperaturkurve proportional der logarithmierten Intensitätskurve ist. Zur Konstruktion der Temperaturkurve aus der Durchlässigkeitskurve DD ist also nur nötig, die Ordinaten der Kurve DD an der charakteristischen Plattenschwärzungskurve ef zu spiegeln und an der Geraden rs zu brechen, um ebenfalls die Temperaturkurve zu erhalten.

Auch dieser Weg führt unter Voraussetzung gleicher Amplituden zu dem vorher ermittelten Temperaturverlauf. Zum Vergleich sind noch die Kurve der vierten Potenz tu und die Gerade vw eingezeichnet, mit deren Hilfe aus der Intensitätskurve EE der Verlauf der „schwarzen" Drahttemperatur gefunden werden kann.

Aus den aufgenommenen Strom- und Spannungswerten wurde ferner die dynamische Charakteristik des Glühdrahtes, d. h. die Funktion $i = f(e)$ gezeichnet, die Ebeling zur Bestimmung des Temperaturverlaufs benutzt hat (Bild 3).



Der Raumersparnis halber sind beide Hälften der Charakteristik in den gleichen Quadranten gezeichnet. Es ist augenfällig, daß wegen der Oberwellen des Heizstromes aus der dynamischen

Aufnahme	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Drahtstärke in mm	0,01	0,02	0,03	0,01	0,02	0,03	0,01	0,02	0,03
$\varkappa \times 10^5$	1,575	6,301	14,18	1,575	6,301	14,18	1,575	6,301	14,18
σ_T	220	220	220	314	314	314	471	471	471
W_{Watt}	1,28	1,82	2,40	1,30	1,82	2,57	1,34	1,82	2,54
T_m	2160	1940	1925	2190	1940	2030	2190	1940	2010
Θ	185	66	38	131	46	29	90	31	19
$2 \times \Theta$ in Proz. von T_m	17,2	6,8	4,0	12,0	4,7	2,9	8,2	3,2	1,9

Charakteristik nur qualitative Schlüsse auf den Temperaturverlauf gezogen werden können.

Den besprochenen graphischen Darstellungen lassen sich dann ohne weiteres die folgenden Feststellungen entnehmen. Spannungs- und Stromkurve sind in Phase. Die Stromkurve ist durch Oberschwingungen verzerrt. Wie die harmonische Analyse ergibt, treten im wesentlichen die dritte und fünfte Harmonische auf, deren Amplituden indessen nur etwa 7,2 Proz. bzw. 3,9 Proz. der maximalen Amplitude der Grundschwingung erreichen. Die Amplituden der gradzahligen Oberschwingungen betragen etwa 1 Proz. und darunter, liegen also noch innerhalb der Meßfehler. Mit dem Auftreten geradzahliger Oberschwingungen ist auch das Vorhandensein einer Gleichstromkomponente im Glühdraht gegeben, deren Größe etwa $^1/_2$ Proz. der Amplitude der Grundschwingung ausmacht. Diese Gleichstromkomponente beruht aber nicht auf einer Gleichrichtwirkung des Glühdrahtes, sondern rührt daher, daß der Anodenstrom in der einen Phasenhälfte des Heizstromes sich zu diesem addiert, in der anderen sich von ihm subtrahiert. Die von Corbino[1]) beobachtete Gleichrichtwirkung an Glühlampen beruht ohne Zweifel auf einem Irrtum.

Aus der Art der Krümmung der dynamischen Charakteristik (Fig. 3) läßt sich mit einiger Sicherheit die Lage der ausgezeichneten Widerstands- bzw. Temperaturwerte ermitteln, die sich mit den Maximal- und Minimalwerten der aus Licht- und Elektronenemission abgeleiteten Temperaturkurve decken. Die Abweichungen des Heizstromes von der Sinusform kommen auch in der Elektronenstromkurve deutlich zum Ausdruck. Der Form nach ist die Elektronenstromkurve eine glatte periodische Kurve mit flachen, verbreiterten Wellentälern und erhöhten Wellenbergen. Die Phasenverschiebung gegenüber Strom und Spannung beträgt 45^0 bzw. 90^0 in bezug auf die doppelt frequent aufgefaßte Leistungskurve. Genau von gleichem Charakter sind die Opazitäts- und Lichtemissionskurven. Ihre Phase stimmt bei sämtlichen Aufnahmen mit der Phase des Elektronenstromes vollkommen überein.

Die aus Elektronen- und Lichtemissionskurve vollständig unabhängig voneinander konstruierten Temperaturkurven erweisen sich als völlig identisch, sind in erster Annäherung, wie es die verschiedenen Theorien verlangen, sinusförmig, während der Phasenwinkel mit Corbinos Ergebnissen gut übereinstimmt.

Bei Änderung der Heizstromfrequenz wurde bei allen untersuchten Drahtstärken übereinstimmend festgestellt, daß der Phasenwinkel innerhalb der möglichen Beobachtungsfehler keine Änderung erleidet, während die Amplituden der Temperatur, der Licht- und Elektronenemission mit steigender Frequenz rasch abnehmen.

Der Übergang von dünneren zu dickeren Wolframfäden bewirkte ebenfalls eine rasche Abnahme der Amplituden, während wiederum der Phasenwinkel innerhalb der Fehlergrenzen erhalten blieb (vgl. vorstehende Tabelle). Da die Relativkurven dieser Arbeit zunächst nur bestimmte Aussagen über die Größe des Phasenwinkels zulassen, war zum Vergleich der Amplituden des Temperaturverlaufs unter den verschiedenen Versuchsbedingungen die genäherte absolute Bestimmung der mittleren Temperatur T_m nötig. Sie wurde auf Grund der Arbeiten von Pirani[1]) und Corbino[2]) aus dem mittleren Widerstand des Wolframglühdrahtes berechnet. Die Maximalamplituden des Temperaturverlaufs berechnen sich nach Corbino aus der mittleren verbrauchten Leistung W, der Wärmekapazität c, die sich aus der spezifischen Wärme (für konstantes Volumen) und der Masse ergibt, und der Frequenz ω zu

$$\Theta = -\frac{W}{2\,c\,\omega}.$$

Die Ergebnisse zeigt vorstehende Tabelle.

1) Diese Zeitschr. **12**, 292, 1911.

1) Diese Zeitschr. **13**, 753, 1912; **12**, 301, 1911.
2) Diese Zeitschr. **13**, 375, 1912.

Zur Prüfung der Corbinoschen Formel für die maximale Temperaturamplitude wurden mit Hilfe des Richardsonschen Gesetzes $T_m - \Theta$ und $T_M - \Theta$ aus dem Minimal- und Maximalwert des Elektronenstromes bestimmt, die sich selber wiederum aus einer Eichung der Versuchsanordnung ergaben. Rechnung und Messung waren in befriedigender Übereinstimmung. Mit Hilfe der mitgeteilten mittleren Glühtemperaturen und maximalen Temperaturschwankungen lassen sich die Schwankungen der Lichtintensität aus dem Strahlungsgesetz einfach errechnen.

Zusammenfassung.

Das Problem des Temperaturverlaufs in wechselstromdurchflossenen Drähten wird an Hand der wichtigsten darüber erschienenen Arbeiten besprochen. An Stelle der in früheren Arbeiten (Ebeling, Corbino) benutzten Methode, den Temperaturverlauf aus den Widerstandsschwankungen der Drähte zu ermitteln, wird in der vorliegenden Arbeit der Temperaturverlauf in wechselstromgeglühten Wolframdrähten im Hochvakuum aus dem Verlauf der Licht- und Elektronenemission bestimmt. Auf beiden Wegen ergibt sich genau die gleiche Temperaturkurve, die im wesentlichen sinusförmig und in der Phase um fast genau $\frac{\pi}{4}$ gegen die Leistungskurve des Heizstromes nacheilend verschoben ist. Änderungen der Fadenstärke und Frequenz bleiben unter den gewählten Versuchsbedingungen und der erzielten Meßgenauigkeit auf den Phasenwinkel ohne merklichen Einfluß. Theorie und experimentelle Ergebnisse Corbinos werden in der Hauptsache bestätigt.

Die vorstehende Arbeit ging aus dem Institut für Angewandte Elektrizität in Göttingen hervor. Herrn Prof. Dr. M. Reich bin ich für die Anregung und Förderung zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

(Eingegangen 12. Mai 1923.)

Eine Methode zur Beobachtung schwacher Absorptionslinien.

Von E. Madelung und R. Götze.

(Institut für theoretische Physik Frankfurt a. M.)

Erzeugt man mit Hilfe eines Interferometers ein System von Interferenzstreifen und entwirft dieses auf dem Spalt eines Spektroskopes, so sieht man bekanntlich das Spektrum von dunkeln Streifen durchzogen. Den Abstand dieser Streifen kann man beliebig variieren. Stellt man den Spalt in die Nähe des „schwarzen" Interferenzstreifens, so werden die Streifen sehr breit, in der Mitte desselben ist das Spektrum in seiner ganzen Ausdehnung verdunkelt. Der Verdunkelungsgrad ist dabei von den spezifischen Eigenschaften des Interferometers sowie von der Spaltweite abhängig.

Schaltet man nun in den einen Strahlengang des Interferometers eine selektiv absorbierende Substanz ein, so erscheint in denjenigen Teilen des Spektrums, in denen das Licht des einen der beiden interferierenden Strahlenbündel mehr oder weniger geschwächt worden ist, die Intensität der Interferenzen vermindert; oder wenn Absorptionslinien vorhanden sind, erscheinen diese in den hellen Interferenzstreifen dunkel, in den dunkeln Interferenzstreifen hell. Im Spezialfall der oben erwähnten vollständigen Verdunkelung des Spektrums muß das Absorptionsspektrum umgekehrt erscheinen, d. h. als helle Linien auf dunklem Grund.

Diese Umkehrung eines Absorptionsspektrums scheint uns aus folgenden Gründen praktisch anwendbar zu sein. Eine sehr schmale Absorptionslinie, oder eine solche, in der nur eine geringe Verdunkelung stattfindet, ist sowohl aus physiologischen wie technischen Gründen äußerst schwer erkennbar. Sie erfordert entweder ein sehr hohes Auflösungsvermögen des Spektralapparates oder photometrische Methoden von sehr hoher Empfindlichkeit. Bei dem umgekehrten Spektrum liegen die Verhältnisse viel günstiger; eine helle Linie auf dunklem Grunde ist auch bei beliebiger Feinheit derselben immer zu erkennen. Bei einer schwachen Absorptionslinie ist das Intensitätsverhältnis zwischen Innen und Außen bei der üblichen Anordnung in der Gegend von 1, bei der Umkehrung aber theoretisch unendlich.

Ehe wir an die praktische Erprobung dieses Gedankens gingen, stellten wir folgende Erwägungen an: Es ist wünschenswert, daß die Interferenzstreifen so dunkel wie irgendmöglich seien. Um dies zu erreichen, muß die Intensität der beiden interferierenden Strahlenbündel vollkommen gleich sein. Diese Forderung ist bei den meisten Interferometern nur unvollkommen erfüllt. Auch das Michelsonsche Interferometer erfüllt in der üblichen Anordnung diese Bedingung nicht vollständig, da der eine der beiden Strahlen eine größere Anzahl von Übergangsflächen Glas/Luft zu passieren hat. Wir haben deshalb eine etwas geänderte Konstruktion desselben verwandt, die unten beschrieben ist. Es mußte auf leichte Justierbarkeit und aus finanziellen Gründen auf eine sehr

einfache Art des Interferometers Gewicht gelegt werden. Die erste Anforderung erfüllt z. B. ein Jaminsches Interferometer[1]) Zeißscher Konstruktion, das uns freundlicherweise von Herrn Dieterici in Kiel, dem wir zu großem Dank verpflichtet sind, leihweise zur Verfügung gestellt war, insofern nicht, als die beiden Oberflächen der Glasplatten naturgemäß starr miteinander verbunden sind.

Zu berücksichtigen ist ferner, daß, wenn man absorbierende Gase untersuchen will, die wohl in erster Linie in Frage kommen, nicht bloß die Absorption, sondern auch die Dispersion der in den beiden Strahlengängen befindlichen Gase (im zweiten normalerweise Luft von Atmosphärendruck) verschieden ist. Eine vollständige Verdunkelung des ganzen Spektrums kann deswegen nicht erreichbar sein. Außerdem muß in der Nähe der Absorptionslinien, wo gleichzeitig Dispersionsanomalien auftreten, auch durch diese Aufhellung oder Verdunkelung erzeugt werden. Wenn diese auch zunächst einen Fehler in die Bestimmung z. B. der Breite der Absorptionslinie bringen würden, so müssen sie andererseits den eigentlichen Zweck, d. h. das leichtere Erkennen solcher Stellen, unterstützen.

Schließlich zeigt folgende Überlegung, daß auch bei nicht idealer Ausführung gewisse Vorteile erwartet werden dürfen. Wir stellen im folgenden vier typische vorkommende Fälle durch die Figur dar:

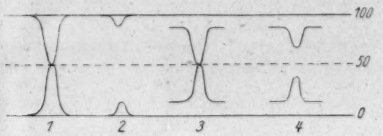


Fig. 1.

Fall 1: Es liege eine Linie vor, in deren Mitte die Absorption vollständig sei („schwarze Absorptionslinie"). Die Apparatur sei ideal, d. h.: die Interferenzstreifen seien von vollkommener Schwärze. Die Intensität des Spektrums ohne Absorption sei als 100 bezeichnet. Man beobachtet dann in einem hellen Interferenzstreifen eine Absorptionslinie von der Intensität 50 auf einem Grunde von der Intensität 100, in einem dunklen Interferenzstreifen eine helle Linie von der Intensität 50 auf schwarzem Grunde. Die Beobachtungsverhältnisse im dunkeln Streifen sind also sicher besser als ohne Interferometer, diejenigen im hellen aber offensichtlich schlechter.

Die folgenden Fälle sind mit wenigen Worten zu erläutern:

Fall 2: Absorption bis zu 20 Proz., ideale Anordnung. Im dunkeln Interferenzstreifen erscheint eine helle Linie von der Intensität 10 auf schwarzem Grunde.

Fall 3: Schwarze Absorptionslinie, Apparatur nicht ideal, z. B. Helligkeit der dunkeln Interferenzstreifen = 10, der hellen = 90. Man beobachtet im dunkeln Streifen eine helle Linie von der Intensität 50 auf einem Grunde von der Intensität 10.

Fall 4: Absorption bis zu 20 Proz., nicht ideale Anordnung, man beobachtet im dunkeln Streifen eine helle Linie von der Intensität ca. 30 auf einem Grunde von der Intensität 10. Auch hier ist noch der Vorteil deutlich, denn man erhält ein Intensitätsverhältnis 3 : 1 mit der Anordnung gegen 8 : 10 bei dem üblichen Verfahren.

Experimentelles.

Die Versuche, die nur den Zweck haben konnten, die Richtigkeit der vorstehenden Überlegungen zu prüfen und höchstens als Vorarbeiten zu einer leider zurzeit undurchführbaren praktischen Verwertung der Methode betrachtet werden dürfen, wurden mit einem selbstgebauten Interferometer angestellt.

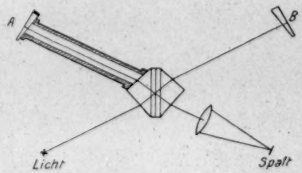


Fig. 2.

Das parallel gemachte Licht einer Bogenlampe trat zunächst in einen Glaskörper ein, welcher aus zwei rechtwinkligen Glasprismen bestand, die mit ihrer Hypotenuse aufeinander gelegt sind; eine der beiden Hypotenusen war halbdurchlässig versilbert und der optische Kontakt durch Zedernholzöl vermittelt. Die halbversilberte Fläche sollte vollkommen eben sein. Da unsere Prismen diese Bedingung nicht streng erfüllten, haben wir zwei vorhandene gut ebene Platten, wie die Fig. 2 zeigt, auf die Hypotenusenflächen gelegt und sind wie oben gesagt, verfahren. Das Licht tritt durch die eine Kathodenfläche ein und zerteilt sich in bekannter Weise in zwei Strahlen. Diese werden

1) Die Versuche mit dem Jamin führte Herr Dr. H. Bartels, jetzt in Stuttgart, aus.

durch die zwei Spiegel A und B zurückgeworfen und erzeugen wie bei Michelson Interferenzstreifen. Im Gegensatz zu Michelson ist diese Anordnung vollkommen symmetrisch und, was heute nicht unwesentlich ist, auch billiger herzustellen. Ferner ist keine Gelegenheit zu störenden Nebenbildern sowie Reflexen gegeben, wenn man es vermeidet, die Strahlen genau senkrecht zu den Kathetenflächen verlaufen zu lassen. An Stelle der üblicherweise oberflächenversilberten Spiegel verwendeten wir schwach keilförmige rückseitig versilberte Spiegel. Diese gewähren erstens den Vorteil, daß sie viel leichter zu versilbern und zu erhalten sind, zweitens ermöglichen sie die Verwendung eines unmittelbar an sie und an den Hauptglaskörper gekitteten Absorptionsrohres, so daß das Zwischenschalten weiterer Glasplatten fortfiel. Das Ganze war auf eine Schieferplatte montiert und mit den nötigen sehr einfachen Justiervorrichtungen versehen. Die Interferenzstreifen wurden mit einer Linse auf dem Spalt eines Spektralapparates entworfen.

Es mag kurz erwähnt werden, daß die Justierung eines derartigen Interferometers durch das Spektroskop selbst sehr erleichtert ist. Vorteilhaft ist es zunächst, ein Taschenspektroskop zu verwenden. Man sieht dann, wenn nicht ganz grobe Justierungsfehler vorliegen, das Gesichtsfeld von schwarzen Streifen durchzogen, die man systematisch breiter werden läßt und parallel zum Spalt richtet.

Erprobt wurde die Methode an Stickoxyd. Es ergab sich, daß die theoretischen Erwartungen mit den Beobachtungen übereinstimmten. Die Umkehrung trat, wie erwartet ein und die Einzelheiten waren vielfach besser im umgekehrten als im normalen Spektrum zu erkennen. Wir sind aber bei den geringen uns zur Verfügung stehenden Mitteln nicht in der Lage zu entscheiden, ob der Gewinn dem Aufwande entspricht. Speziell ist es für uns bei der vorhandenen Montierung unmöglich, das umgekehrte Spektrum zu photographieren und somit genauer zu durchforschen. Wir hoffen, daß ein anderer, der im Besitze größerer experimenteller Hilfsmittel ist, die Idee nutzbringend verwenden kann.

Wir benutzen diese Gelegenheit, der Firma Dr. Steeg & Reuter in Homburg für ihre Unterstützung bei der Beschaffung der nötigen Gläser unseren Dank zu sagen.

(Eingegangen 23. Mai 1923.)

Über eine quantitative Beziehung beim normalen Kathodenfall von Glimmentladungen.

Von Hermann Schüler.

In der nebenstehenden Figur sind die Voltzahlen des normalen Kathodenfalles bei Glimm-

Fig. 1.

entladungen in H_2, wie sie von Rottgardt[1]) und Mey[2]) und für Mg von Warburg[3]) gefunden wurden, als Ordinaten aufgetragen. Man sieht, daß die Werte sich an einzelnen Stellen häufen und daß diese Häufungsstellen eine bestimmte mittlere Voltdifferenz voneinander haben. Zieht man nämlich Parallelen im Abstande 16,4 Volt (Ionisierungsspannung des H_2 nach

1) Rottgardt, Ann. d. Phys. **33**, 1161, 1910.
2) Mey, Ann. d. Phys. **11**, 127, 1903.
3) Warburg, Ann. d. Phys. **40**, 1, 1890, **31**, 545, 1887.

Franck[1]), korrigiert, 16,4 ± 0,25 — die Grundparallele, von der aus die anderen berechnet worden sind, ist bei 168 Volt (*Mg*) gezogen —, so zeigt sich, wenn man die den Kathodenfallwerten und der Ionisierungsspannung anhaftenden möglichen Fehler im Auge behält, daß die 15 eingetragenen Werte in der Nähe solcher gestrichelten Parallelen liegen. Die zu der Gruppe *Cu*, *Ag*, *Au* gehörigen Voltzahlen liegen unter diesen Parallelen, haben aber untereinander wieder die Differenz $32 \sim 2 \times 16{,}4$.

Beim *Mg* (vgl. Figur) liegen 2 Werte (153 und 168 Volt) vor, die sich um 15 Volt unterscheiden und damit das gleiche aussagen, was der Verfasser[2]) an *Al* in *He* fand: Daß der normale Kathodenfall nicht bloß von Element zu Element zu variieren braucht, sondern daß er auch in der gleichen Versuchsröhre bei einem Element verschieden auftreten kann. So betrug z. B. am Anfang einer Messung an *Al* in *He* der Potentialwert 185 Volt (*He* sehr sauber), eine Spur O_2 setzte den Wert sofort auf ∼ 150 Volt herab, der mit dem langsamen Verschwinden des O_2 sich allmählich auf 131 Volt einstellte. Bewirkt das O_2 nun eine Oxydation der *Al*-Kathode, so würde dieser Befund mit den in der Figur dargestellten Erscheinungen identisch sein, und es wäre das erste Mal *Al* in *He* und dann *Al*-Oxyd in *He* gemessen worden. Warburg (l. c.) hat auf den großen Einfluß geringer O_2-Mengen auf den normalen Kathodenfall zuerst hingewiesen. Ob diese Erklärung die wirklichen Verhältnisse trifft, das läßt sich noch nicht definitiv entscheiden.

Daß auch bei den Elementen der höheren Gruppen des periodischen Systems eine ähnliche Gesetzmäßigkeit auftritt, läßt Fig. 2 erkennen.

Als Ordinate sind die Werte der normalen Kathodenfälle in Volt aufgetragen, wie sie Rottgardt (l. c.[3])) in seiner Arbeit angibt. Zieht

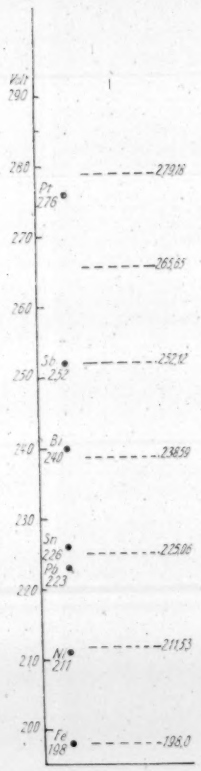


Fig. 2.

man im Abstande 13,53 Volt, der Ionisierungsspannung des *H*-Atoms, Parallelen zur Abszisse — als Grundlinie ist 198 Volt *Fe* angenommen —, so beobachtet man auch in dieser Figur, daß die Kathodenfallwerte immer ganz in der Nähe der gestrichelten Linien liegen. In Anbetracht der möglichen Beobachtungsfehler ist die Übereinstimmung eine gute zu nennen. Während also in Fig. 1 die Elemente der ersten Gruppe des periodischen Systems immer um 16,4 Volt differieren, d. h. Ionisierungsspannung des *H*-Atoms + Dissoziationsarbeit, unterscheiden sich die Elemente der höheren Gruppen des periodischen Systems nur um die Ionisierungsarbeit des *H*-Atoms.

1) Franck, Zeitschr. f. Phys. 11, 160, 1922.

2) Schüler, diese Zeitschr. 22, 264, 1922. In der genannten Arbeit ist an 2 Stellen ein sinnentstellender Fehler zu berichtigen: Es handelt sich dort um eine Hypothese über den Aufbau der normalen Kathodengefälle aus den Ionisierungsspannungen und einer Zahl *X*, die das Verhältnis der im Glimmlicht in Frage kommenden freien Weglänge der Elektronen zu der entsprechenden freien Weglänge der positiven Ionen, nicht der Gasmoleküle darstellt. Außerdem sind die theoretischen Werte infolge der nach Francks neuen Angaben korrigierten Ionisierungsspannungen um 0—4 Volt zu ändern, wodurch die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zum Teil etwas schlechter, zum Teil besser wird. Über einen sehr gut möglichen Zusammenhang zwischen dieser Hypothese und der in dieser Arbeit dargelegten Gesetzmäßigkeit wird später berichtet werden.

3) Zusammenhängende Meßreihen mit so vielen Zahlenwerten liegen sonst in der Literatur nicht vor. Da es sich hier um die Differenzen der Kathodenfallwerte handelt, so sind die an derselben Apparatur unter den gleichen Gesichtspunkten gefundenen Werte die zuverlässigsten. Die Werte von Warburg (l. c), die vielleicht noch in Frage kommen könnten, sind nicht an frischen Metalloberflächen beobachtet und außerdem nur bis auf 5 Volt genau angegeben.

Tabelle.

N_2

	*) Ca 157				Na 178	
					Al 179	29
	Ba 157			31		
58,3	Sr 157	58,3	Mg 188			
	Zn 216	$\sim 2\times 30{,}0$			Mg 207	
	Cd 213			25,5	Cu 208	
	Sn 216				Ag 233	
	Fe 215	Mittel 215,3			Au 233	
	Co 216					
	Pt 216					

*) Bräuer, Dissertation, Berlin 1912. Die übrigen Werte sind den gleichen Arbeiten wie die H_2-Werte (l. c.) entnommen.

Von einer Diskussion der physikalischen Vorgänge, die diesen Gesetzmäßigkeiten zugrunde liegen, sei hier abgesehen. Es sei nur wieder festgestellt, daß der normale Kathodenfall sich aus den Ionisierungsspannungen des Gases aufzubauen scheint und daß, obwohl spezielle Metallkonstanten keine primäre Rolle spielen, doch das Metall irgendeinen Einfluß auf die Glimmentladung zu haben scheint.

Die Gesetzmäßigkeit, die hier beim H_2 zum Ausdruck kommt, ist auch beim He und N_2 andeutungsweise vorhanden, so treten bei den Messungen in N_2 von Rottgardt (l. c.) mehrmals Differenzen von Ionisierungsspannungen auf (Franck, l. c. 17,05, 24,7, 30,0 Volt korrigiert), siehe obige Tabelle.

Beim He finden die an Al erhaltenen normalen Kathodenfallwerte 141 Volt, gemessen von Defregger, und 164, gemessen von Watson[1]), eine Deutungsmöglichkeit. Die Differenz beträgt 23 Volt; die in Frage kommende Ionisierungsspannung des He ist 24,47 Volt (Franck, l. c.). Daß diese Gesetzmäßigkeit nicht die einzige ist, die die Vorgänge im normalen Kathodenfall beherrscht, darauf weist bereits der Umstand hin, daß sich sowohl beim H_2 wie beim N_2 bereits 2 Wertegruppen erkennen lassen und daß die Werte im He diese einfache Gesetzmäßigkeit nicht ohne weiteres aufweisen. Aus den Figuren und der Tabelle ersieht man noch, daß die Elemente der gleichen Kolonne des periodischen Systems bei den verschiedenen Gasen ihre Stellung zueinander ändern können, so beim

H_2	während beim N_2
Cu 214	Cu 208
Ag 216	Ag 233
Au 247	Au 233

Betrachtet man 2 normale Kathodengefälle, z. B. in H_2 an Zn 184 und an Cd 200 Volt, so kann infolge seiner höheren Voltgeschwindigkeit das einzelne primäre Elektron bei der Entladung mit Cd-Elektroden mehr Kanalstrahlen erzeugen als ein Elektron bei der Entladung mit Zn-Elektroden; daher wird das Verhältnis der bei einem bestimmten Strom durch einen bestimmten Querschnitt gehenden primär an der Kathode ausgelösten Elektronen zum Gesamtstrom beim Zn größer als beim Cd; oder wenn man die Kanalstrahlen als die Ursache der an der Kathode ausgelösten Elektronen betrachten will, so entsprechen einer bestimmten Anzahl ausgelöster Elektronen beim Cd mehr ankommende positive Ionen als beim Zn.

Tübingen, 16. Mai 1923.

(Eingegangen 20. Mai 1923.)

1) Handbuch der Radiologie, III. Bd., S. 202.

Beweis, daß ein mechanisches Normalsystem im allgemeinen quasi-ergodisch ist.

Von Enrico Fermi.

§ 1. Es sei ein mechanisches System gegeben; Γ sei sein Phasenraum, in dem die Koordinaten $q_1, q_2, \ldots, q_n$ und die zugehörigen Momente $p_1, p_2, \ldots, p_n$ durch einen Punkt dargestellt sind. Die von einem Punkt P_0 von Γ ausgehende Bahn des darstellenden Punktes wird völlig auf der durch P_0 gehende Energiefläche laufen. Wir wollen beweisen, daß im allgemeinen diese Kurve unendlich nah an jeden Punkt der Energiefläche herankommt, d. h. daß unser System quasi-ergodisch[1]) ist. Genauer gesagt, wollen wir folgendes beweisen.

1) Bekanntlich würde das System ergodisch heißen, wenn die Bahn durch alle Punkte der Energiefläche gehen würde. Es sei hier erwähnt, daß Rosenthal (Ann. d. Phys. **42**, 179, 1913) und Plancherel (Ann. d. Phys. **42**, 1061, 1913) bewiesen haben, daß es keine ergodischen Systeme geben kann.

Es seien auf einer Energiefläche E zwei beliebig kleine Gebiete gegeben, die, falls die Oberfläche aus mehreren Stücken besteht, auf demselben Stück liegen müssen, so daß es möglich ist, sie durch eine ganz auf E laufende Linie zu verbinden. Ich behaupte, daß es im allgemeinen Bahnen gibt, die durch beide Gebiete gehen.

Um den Beweis durchzuführen, wollen wir zuerst einen Poincaréschen Satz verallgemeinern.

§ 2. Poincaré[1]) hat nämlich bewiesen, daß ein kanonisches Normalsystem im allgemeinen, außer dem Energieintegral $F = \text{konst.}$ keine weiteren analytischen, eindeutigen, von der Zeit unabhängigen Integrale besitzen kann. Geometrisch bedeutet das, daß es im Phasenraum Γ, außer den Energieflächen $F = \text{konst}$ keine andere Oberflächenfamilie gibt, mit der Eigenschaft, daß die Bahn des darstellenden Punktes immer auf derselben Oberfläche verläuft, auf der ihr Anfangspunkt liegt. Wir wollen diesen Satz verallgemeinern, indem wir beweisen werden, daß es außer den $F = \text{konst.}$ nicht nur keine weitere Oberflächenfamilie, sondern überhaupt keine weitere Oberfläche mit der Eigenschaft gibt, daß alle von einem ihrer Punkte ausgehende Bahnen immer auf der Oberfläche bleiben. Wir werden nämlich beweisen, daß, wenn eine analytische eindeutige Fläche diese Eigenschaft besitzt, sie im allgemeinen nur mit einer der $F = \text{konst.}$ zusammenfallen kann, und zwar sobald $n > 2$ ist.

§ 3. Weil unser mechanisches System normal ist, können wir statt der $q_1, q_2, \ldots, q_n$, $p_1, p_2, \ldots, p_n$, neue Koordinaten $y_1, y_2, \ldots, y_n$, $x_1, x_2, \ldots, x_n$ einführen, so daß folgendes gelte:

1. Die Energie F ist von der Zeit unabhängig.
2. Außer den Koordinaten x, y, enthält F auch einen Parameter μ, und ist nach Potenzen desselben für hinreichend kleine Werte von μ entwickelbar, so daß:
$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \ldots \qquad (1)$$
wo die F_i Funktionen der y und der x darstellen.
3. Die Lage des Systems, und daher auch F und die F_i, hängen nur periodisch (mit der Periode 2π) von den $x_1, x_2, \ldots, x_n$ ab.
4. F_0 ist von den x unabhängig.

Nehmen wir also an, daß die Oberfläche S, mit der Gleichung $\Phi(x, y, \mu) = 0$, die am Ende des § 2 besprochene Eigenschaft habe, und daß Φ analytisch, eindeutig, und in den x periodisch sei. Die Lage von S hängt von μ ab, was wir durch die Schreibweise S_μ bezeichnen werden.

1) H. Poincaré, Méth. nouv. de la mécanique céleste, Vol. 1. C. 5.

Wir können Φ nach Potenzen von μ entwickeln, und schreiben:
$$\Phi = \Phi_0 + \mu \Phi_1 + \mu^2 \Phi_2 + \ldots \qquad (2)$$
wo die Φ_i Funktionen der x und der y darstellen.

Wir bemerken aber, daß, wenn wir die Lage von S_μ für alle Werte von μ kennen, dadurch die Φ_i nicht völlig bestimmt sind. Und zwar, wenn wir S_μ für alle μ kennen, können wir z. B. y_1 folgendermaßen darstellen:
$$y_1 = f_0 + \mu f_1 + \mu^2 f_2 + \ldots,$$
wo die f_i bekannte Funktionen von $y_2, \ldots, y_n$, $x_1, x_2, \ldots, x_n$ sind. Setzen wir in Φ diesen Ausdruck statt y_1, so muß Φ identisch verschwinden. Wir können aber Φ nach Potenzen von μ entwickeln, und wir finden endlich:
$$\Phi_{y_1 = f_0 + \mu f_1 + \ldots} = [\Phi_0] + \mu \left[f_1 \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1} + \Phi_1 \right] + \mu^2 \left[\frac{f_1^2}{2} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial y_1^2} + f_2 \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1} + f_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y_1} + \Phi_2 \right] + \ldots = 0,$$
wo die Ausdrücke in eckiger Klammer für $y_1 = f_0$, d. h. auf der Oberfläche S_0 zu berechnen sind. Sämtliche Koeffizienten der Potenzen von μ müssen verschwinden; und so finden wir für die Φ_i folgende Bedingungen:
$$\begin{aligned}
&[\Phi_0] = 0, \\
&[\Phi_1] = -f_1 \left[\frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1} \right], \\
&[\Phi_2] = -\frac{f_1^2}{2} \left[\frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial y_1^2} \right] - f_2 \left[\frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1} \right] - f_1 \left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial y_1} \right].
\end{aligned}$$
— — — — — — — — — —
— — — — — — — — — —

Wegen der ersten dieser Bedingungen, muß Φ_0 auf S_0 verschwinden. Wählen wir Φ_0 außerhalb S_0 ganz willkürlich, so wird dadurch Φ_1 auf S_0 durch die 2. Bedingung bestimmt, und bleibt außerhalb S_0 ganz willkürlich. Nachdem wir Φ_1 außerhalb S_0 beliebig gewählt haben, wird Φ_2 auf S_0 durch die 3. Bedingung bestimmt usw.

Ich behaupte jetzt, daß man Φ_0 immer von den x unabhängig wählen kann. Dafür genügt es zu beweisen, daß alle Punkte, die mit einem Punkte von S_0 die y-Koordinaten gemeinsam haben, ebenfalls zu S_0 gehören.

Ist nun P_0 ein Punkt von S_0, so muß S_0 die ganze Bahn des Systems für $\mu = 0$, die von P_0 ausgeht, enthalten. Weil aber F_0 die x nicht enthält, so haben alle Punkte dieser Bahn dieselben y-Werte wie P_0, während die x lineare Funktionen der Zeit sind. Im n-dimensionalen Raum der x ist die Bahn also eine Gerade. Wegen der vorausgesetzten Periodizitätseigenschaften der x können wir aber sämtliche

Punkte dieser Gerade in einen Würfel von der Seite 2π zurückführen. Dieser Würfel wird bekanntlich dicht mit Punkten erfüllt sein, wenn keine lineare ganzzahlige Beziehung zwischen

$$\frac{\partial F_0}{\partial y_1}, \frac{\partial F_0}{\partial y_2}, \ldots, \frac{\partial F_0}{\partial y_n}$$

besteht. Wir können nun immer annehmen, daß keine Beziehung wie:

$$m_1 \frac{\partial F_0}{\partial y_1} + m_2 \frac{\partial F_0}{\partial y_2} + \ldots + m_n \frac{\partial F_0}{\partial y_n} = 0 \quad (3)$$

identisch besteht, d. h. daß das ungestörte System nicht entartet ist. Würde nun Gl. (3) identisch auf S_0 gelten, so würde (3) eine Folge von $\Phi_0 = 0$ sein, und wir könnten daher, wegen der Willkürlichkeit von Φ_0, immer

$$\Phi_0 = \sum_i m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i}$$

setzen, woraus, wie behauptet, folgen würde, daß Φ_0 die x nicht enthält.

Ist keine Gleichung wie (3) auf S_0 identisch erfüllt, so ist im allgemeinen der Würfel dicht mit Punkten erfüllt, die zu S_0 gehören, und er muß daher in S_0 enthalten sein; also ist auch in diesem Falle der Beweis geliefert.

§ 4. Die Eigenschaft von S_μ läßt sich analytisch dadurch ausdrücken, daß die Gleichung[1])

$$[F, \Phi] = 0 \quad (4)$$

eine Folge der anderen

$$\Phi = 0 \quad (5)$$

ist. Wir können daher aus Gl. (5) z. B. y_1 als Funktion von $y_2, \ldots, y_n, x_1, x_2, \ldots, x_n, \mu$ finden, den gefundenen Wert in (4) setzen, und nach Potenzen von μ entwickeln. Dann müssen die Koeffizienten sämtlicher Potenzen von μ identisch verschwinden. Nun ist aber identisch $[F_0, \Phi_0] = 0$, weil F_0, so wie Φ_0, die x nicht enthält. Das erste Glied der Entwicklung von (4) ist daher $\mu([F_0, \Phi_1] + [F_1, \Phi_0])$, berechnet auf S_0. Auf S_0 muß also sein:

$$[F_0, \Phi_1] + [F_1, \Phi_0] = 0. \quad (6)$$

Aus den Periodizitätseigenschaften von F_1 und Φ_1 geht hervor, daß wir

$$\Phi_1 = \sum_m A_m e^{\Theta_m}; \; F_1 = \sum_m B_m e^{\Theta_m}$$

setzen können, wo A_m und B_m Funktionen der y darstellen, θ_m eine Abkürzung für

$$i(m_1 x_1 + m_2 x_2 + \ldots + m_n x_n)$$

ist, und m statt der n Indizes $(m_1, m_2, \ldots, m_n)$ geschrieben ist. Gl. (6) wird jetzt, nach einer einfachen Rechnung:

$$\sum_m e^{\Theta_m} \left(A_m \sum_i m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i} - B_m \sum_i m_i \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_i} \right) = 0.$$

Diese Gleichung soll gelten, wenn wir z. B. statt y_1, den aus der Gleichung

$$\Phi_0(y_1, y_2, \ldots, y_n) = 0$$

gefundenen Wert setzen. Auf S_0 müssen also sämtliche Koeffizienten von e^{Θ_m} verschwinden, d. h.:

$$A_m \sum_i m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i} = B_m \sum_i m_i \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_i}; \quad (7)$$

hieraus folgt, daß, wenn in einem Punkte von S_0 $\sum m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i} = 0$ ist, auch $\sum m_i \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_i} = 0$ sein muß, weil im allgemeinen[1]) $B_m \neq 0$ ist.

Jetzt müssen wir unterscheiden, ob die Anzahl der Freiheitsgrade $=$ oder > 2 ist. Ist $n = 2$, so kann es wohl eintreten, daß S_0 die Gleichung $\frac{\omega_2}{\omega_1} - \alpha = 0$ habe, wo wir $\omega_i = \frac{\partial F_0}{\partial x_i}$ gesetzt haben, und α eine beliebige irrationale Zahl darstellt. Dann ist es nicht möglich, zwei ganze Zahlen m_1 und m_2 zu finden, so daß $m_1 \omega_1 + m_2 \omega_2 = 0$, in einem Punkte von S_0 erfüllt sei; dann können wir auf S_0 setzen:

$$A_m = \frac{B_m}{m_1 \omega_1 + m_2 \omega_2} \sum_i m_i \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_i},$$

weil der Nenner immer $\neq 0$ ist; wählen wir die A_m außerhalb S_0 willkürlich, so ist Φ_1 bestimmt; und es läßt sich leicht einsehen, daß ein ähnliches Verfahren mindestens formal zur Bestimmung von $\Phi_2, \Phi_3, \ldots$ führen würde. Es bliebe noch die Frage der Konvergenz der so erhaltenen Reihen. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß für hinreichend schnell mit wachsenden m verschwindende B_m, und eventuell für besondere Werte von α die Reihen wirklich konvergieren. Hieraus sieht man, daß es im Falle $n = 2$ im allgemeinen nicht ausgeschlossen ist, daß außer den Energieflächen noch weitere, eventuell unendlich viele, Oberflächen gebe, mit der am Ende des § 2 besprochenen Eigenschaft.

§ 5. Anders steht es im Falle $n > 2$. Wir wollen z. B. $n = 3$ voraussetzen; unsere Schlußweise ist aber auch für $n = 4, 5, \ldots$ gültig.

Von den drei Verhältnissen $\frac{\omega_2}{\omega_1}, \frac{\omega_3}{\omega_1}, \frac{\omega_3}{\omega_2}$ kann im allgemeinen höchstens eines auf S_0 konstant

1) Für die Eigenschaften des hier benutzten Symbols $[F, \Phi]$ siehe Poincaré, l. c. $[F, \Phi]$ ist eine Abkürzung für den Ausdruck:

$$\sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial y_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \frac{\partial F}{\partial x_i} \frac{\partial \Phi}{\partial y_i} \right).$$

1) Es könnte wohl geschehen, daß auf S_0 eine der $B_m = 0$ wäre. Das würde aber, wie leicht ersichtlich, das Folgende nicht beeinflussen. Über diesen Punkt siehe auch Poincaré, l. c.

sein, so daß wir immer annehmen dürfen, daß z. B. $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ und $\frac{\omega_3}{\omega_1}$ auf S_0 nicht konstant sind. Dann ist S_0 dicht mit Punkten besetzt, für die z. B. $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ rationale Werte hat; in irgendeinem solcher Punkte kann man zwei ganze Zahlen finden, für die $m_1\omega_1 + m_2\omega_2 = 0$. Dann ist in demselben Punkte auch $m_1 \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1} + m_2 \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_2} = 0$; und daher:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_2} : \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1}.$$

Da nun diese Gleichung in unendlich vielen, dicht auf S_0 verteilten Punkten gilt, so ist sie gewiß auf S_0 identisch befriedigt. In gleicher Weise beweist man, daß auch die Gleichung

$$\omega_3 : \omega_1 = \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_3} : \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_1}$$

auf S_0 identisch gilt. Also sind auf S_0 die partiellen Ableitungen von Φ_0 nach den y_i, denen von F_0 proportional. Das kann aber nur dann geschehen, wenn $\Phi_0 = 0$ eine der $F_0 = \text{konst.}$, sagen wir $F_0 = -c_0$, ist. Daher können wir, wegen der Willkürlichkeit von Φ_0 außerhalb S_0, im ganzen Raum $\Phi_0 = F_0 + c_0$ setzen. Jetzt, da S_0 so bestimmt ist, kann im allgemeinen kein Ausdruck wie $\sum m_i \frac{\partial F_0}{\partial x_i}$ auf S_0 identisch verschwinden, wenn nur nicht $m_1 = m_2 = \cdots = m_n = 0$ ist. Auf S_0 können wir daher Gl. (7) durch $\sum m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i} = \sum m_i \frac{\partial \Phi_0}{\partial y_i}$ dividieren, und wir finden $A_m = B_m$, wenn nicht alle $m_i = 0$ sind. Hieraus folgt, daß auf S_0 die Differenz $\Phi_1 - F_1$ von den $x_1, x_2, \ldots, x_n$ nicht abhängen kann; und weil wir Φ_1 außerhalb S_0 beliebig wählen können, so können wir im ganzen Raume setzen:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1(x, y) &= F_1(x, y) + f_1(y_1, \ldots, y_n), \\ \Phi_0(y) &= F_0(y) + c_0. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

§ 6. Wir wollen nun annehmen, für ein gewisses r bewiesen zu haben, daß im ganzen Raum:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_r &= F_r + f_r(y_1, \ldots, y_n), \\ \Phi_{r-1} &= F_{r-1} + c_{r-1}, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \Phi_1 &= F_1 + c_1, \\ \Phi_0 &= F_0 + c_0, \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

ich behaupte, daß dann ähnliche Gleichungen auch für $r+1$ gelten. Da nun für $r = 1$ die (9) in die (8) übergehen, so wird es damit bewiesen sein, daß für irgendwelches r immer $\Phi_r - F_r = \text{konst}$ ist. Daher kann die S_μ für irgendwelches μ nur mit einer Energiefläche zusammenfallen.

Aus den (9) folgt, daß die ersten $r+1$ Glieder der Entwicklung von (4) identisch verschwinden, und der Koeffizient von μ^{r+1} wird einfach:

$$\left.\begin{aligned} &[F_0, \Phi_{r+1}] + [F_1, f_r] + [F_{r+1}, F_0] = \\ &= [F_0, \Phi_{r+1} - F_{r+1}] - [f_r, F_1]. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Dieser Ausdruck muß auf S_0 verschwinden. Behandeln wir nun diese Gleichung genau so wie Gl. (6), so finden wir, daß auf S_0 die partiellen Ableitungen von f_r, denen von F_0 proportional sind; da nun F_0 auf S_0 konstant ist, so muß auch f_r es sein; weil aber f_r außerhalb S_0 beliebig ist, so können wir im ganzen Raum f_r einer Konstante c_r gleich setzen.

Jetzt wird (10) einfach $[F_0, \Phi_{r+1} - F_{r+1}] = 0$; setzen wir:

$$\Phi_{r+1} - F_{r+1} = \sum_m C_m e^{\Theta_m},$$

so wird es auf S_0:

$$\sum_m e^{\Theta_m} C_m \sum_i m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i} = 0,$$

d. h. es müssen sämtliche Koeffizienten von e^{Θ_m} verschwinden. $\sum m_i \frac{\partial F_0}{\partial y_i}$ kann im allgemeinen nur dann auf S_0 identisch verschwinden, wenn $m_1 = m_2 = \cdots = m_n = 0$; so daß nur $C_{0,0,\ldots,0} \neq 0$ sein kann. Setzen wir jetzt:

$$C_{0,0,\ldots,0} = f_{r+1}(y_1, \ldots, y_n),$$

so wird es auf S_0:

$$\Phi_{r+1} = F_{r+1} + f_{r+1}(y_1, \ldots, y_n).$$

Diese Gleichung können wir aber, wegen der Willkürlichkeit von Φ_{r+1} außerhalb S_0, auf den ganzen Raum ausdehnen. Und damit ist der Beweis vollständig erbracht.

§ 7. Wir sind jetzt imstande, durch eine einfache geometrische Überlegung zu beweisen, daß ein mechanisches Normalsystem im allgemeinen quasi-ergodisch ist. Ehe wir weiter gehen, wollen wir aber die Bedingungen[1]) zusammenstellen, unter denen der verallgemeinerte Poincarésche Satz gültig ist:

1. Die Zahl der Freiheitsgrade muß > 2 sein.
2. Das ungestörte System darf nicht entartet sein.
3. Aus keiner Gleichung wie z. B. $\frac{\omega_2}{\omega_1} = \text{konst.}$ darf identisch eine ähnliche, wie z. B. $\frac{\omega_4}{\omega_3} = \text{konst.}$ folgen.

1) Eigentlich sind diese Bedingungen für die Gültigkeit des Beweises hinreichend, aber nicht notwendig. Es wäre auch leicht, aus dem Beweise die für seine Gültigkeit wirklich nötigen Bedingungen zu finden.

4. Auf keiner Fläche $F_0 =$ konst. darf $\sum_i m_i \omega_i$ identisch verschwinden, wenn nicht
$$m_1 = m_2 = \ldots = m_n = 0.$$
5. Auf keiner der $F_0 =$ konst. darf im allgemeinen aus $\sum_i m_i \omega_i = 0$ auch $B_m = 0$ folgen.

§ 8. Wir wollen jetzt wieder unser System durch die q und die p definieren. Sei σ ein beliebiges Gebiet auf einer Energiefläche E, und σ' das von den durch σ gehenden Bahnen besetzte Gebiet von E. Ich behaupte, daß σ' das ganze mit σ zusammenhängende Stück von E bedeckt. Wäre das nicht der Fall, so nennen wir σ'' das übrige Gebiet des mit σ zusammenhängenden Stückes von E, und S die Trennungsfläche von σ' und σ''. Nun kann keine Bahn des Systems, die einen Punkt P' von σ' enthält, auch einen Punkt P'' von σ'' enthalten. Denn sonst würde der repräsentative Punkt, der zur Zeit 0 in P' ist, z. B. zur Zeit t in P'' sein; wegen der Kontinuität der Lösungen der mechanischen Gleichungen kann man dann aber ein hinreichend kleines, ganz in σ' enthaltenes Gebiet η' um P' finden, so daß alle seine Punkte zur Zeit t sich in einem um P'' gelegenes, ganz in σ'' enthaltenes Gebiet η'' befinden. Durch η' gehen aber gewiß auch Bahnen; die durch σ gehen; die würden nun auch durch η'' gehen, und daher kann η'' nicht ganz in σ'' liegen.

Sei jetzt P ein auf S gelegener Punkt, P' und P'' zwei in σ' bzw. σ'' liegende Punkte. Nach Verlauf der Zeit t seien P, P' P'' bzw. in P_1, P_1', P_2'' angekommen; P_1', P_1'' werden bzw. in σ', σ'' liegen. Lassen wir nun P' und P'' an P unendlich nah kommen, so werden auch P_1' und P_1'', wegen der Kontinuität, P_1 zustreben; sie müssen aber immer in σ' bzw. σ'' bleiben, und das kann nur dann geschehen, wenn P_1 auf der Trennungsfläche σ liegt. Hieraus folgt, daß jede durch einen beliebigen Punkt P von S hindurchgehende Bahn ganz auf S liegt. Wir wissen aber, daß es außer den Energieflächen im allgemeinen keine solche Flächen[1]) gibt. Im allgemeinen muß daher σ' das ganze mit σ zusammenhängende Stück von E bedecken.

§ 9. Es seien nun σ und σ^* zwei auf demselben Stück von E gelegene, beliebig kleine Gebiete. Die durch σ gehenden Bahnen werden, wie bewiesen, das ganze Stück von E bedecken, und daher auch σ^*. Es gibt also gewiß Bahnen, die durch beide Gebiete hindurchgehen, d. h. das System ist quasi ergodisch.

1) Anm. b. d. Korr.: Natürlich muß man für diese Flächen die im vorigen benutzten Regularitätseigenschaften annehmen.

Göttingen, im April 1923.

(Eingegangen 19. Mai 1923.)

Erwiderung auf H. Reichenbach.

Von Hugo Dingler.

Die Diskussionen über die Probleme, die in dem gegen meine Kritik an der Relativitätstheorie gerichteten Aufsatze von H. Reichenbach behandelt werden, haben solche Breite gewonnen, daß sie kaum in einigen kurzen Sätzen wesentlich gefördert werden können. Ich möchte daher hier nur darauf verweisen, daß die Diskussion mit Reichenbach an anderer Stelle von mir weitergeführt wurde und wird. Auf einen Teil der Reichenbachschen Einwände bin ich eingegangen in meiner kleinen Schrift: „Relativitätstheorie und Ökonomieprinzip“[1]), auf einen anderen Teil derselben (ohne speziell darauf hinzuweisen) in meiner Abhandlung „Das Problem des absoluten Raumes in historisch-kritischer Behandlung“ (Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik“ 19, 165—214, 1922)[2]) sowie in der eben in Druck befindlichen 2. völlig neubearbeiteten Auflage meiner „Grundlagen der Physik“[3]).

1) Leipzig, Hirzel, 1922.

2) Auch selbständig erschienen Leipzig, Hirzel, 1923. Hier wird auch das in „Grundlagen der Physik“ gegebene Beispiel zur Erläuterung des Verhältnisses von träger und schwerer Masse korrigiert. Die Lösung, welche meine auch dort dargelegte Exhaustionstheorie für dieses Problem liefert und die schon in „Gr. d. Ph.“ angedeutet war, wird hier näher ausgeführt (l. c. p. 199ff. = p. 35ff.).

3) Berlin u. Leipzig, de Gruyter & Cie.

(Eingegangen 5. Juni 1923.)

Lichtelektrische Ströme von hundert Ampère?

Von Walter Dällenbach u. Gerhard Jahn.

Die Herren Schenkel und Schottky behaupten in einer Veröffentlichung „Über die Beteiligung des metallenen Gehäuses an den Entladungsvorgängen in Großgleichrichtern“[1]) lichtelektrische Ströme bis 100 Amp. gemessen zu haben. Die Tatsachen sind die folgenden:

Das eiserne Gehäuse eines Großgleichrichters nimmt im Betrieb eine gegenüber der isolierten Kathode ungefähr 10 Volt höhere Gleichspannung an. Schaltet man wie in Fig. 1 zwischen Gehäuse und Kathode eine von positiven zu negativen Werten regulierbare Gleichspannung E, so wird das Gehäuse, je nachdem E größer oder kleiner ist als die Spannung von ungefähr 10 Volt, die sich bei „Gehäuse frei“ einstellt, zur Anode oder zur Kathode einer Entladung. Die Stromspannungscharakteristik dieser Ent-

1) Wissenschaftl. Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern, II. Bd. (1922), S. 252.

ladung hängt vom Gleichrichterstrom J_g als Parameter ab. Die Fig. 2 zeigt eine von den Herren Schenkel und Schottky angegebene Schar von Charakteristiken und ist im wesentlichen eine Wiederholung der Fig. 4 ihrer Veröffentlichung.

Die Kurvenschar zeigt zunächst, daß bei ihrer Anordnung die Spannung, welche bei

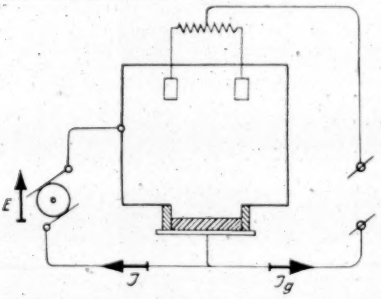


Fig. 1.

„Gehäuse frei", also $J = 0$ sich einstellt, mit dem Gleichrichterstrom J_g wächst. Steigert man E über diesen Wert hinaus, so nimmt J rapid zu. Das Gehäuse wird ebenso wie die normalen Anoden des Gleichrichters Anode einer Bogenentladung, deren Kathode das Quecksilberbad ist. Läßt man umgekehrt E von $J = 0$ an abnehmen und geht schließlich zu negativen Werten über, so stellt sich schon

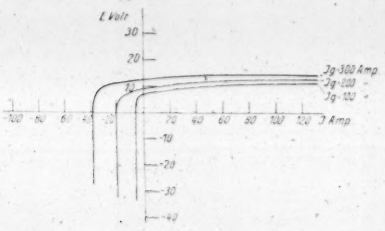


Fig. 2.

nach einer Spannungsabnahme von wenigen Volt ein negativer Strom ein, der den Charakter eines Sättigungsstromes hat, also bei weiterer Abnahme der Spannung völlig unverändert seinen Wert beibehält. Die Herren Schenkel und Schottky haben diesen Strom allerdings nicht zu niedrigeren Spannungswerten als — 30 bis — 40 Volt verfolgen können, da bei diesen Spannungen die Entladung in einen Lichtbogen umschlug, der, wie wohl die Beobachtung durch die Schaugläser des Zylinders ergeben hat, am Gehäuse einen Kathodenfleck bildete. Dieser Sättigungsstrom wächst mit J_g stärker als proportional, nach den Kurven Fig. 2 der zitierten Veröffentlichung ungefähr quadratisch, wie das in Fig. 3 für eine von den Herren Schenkel

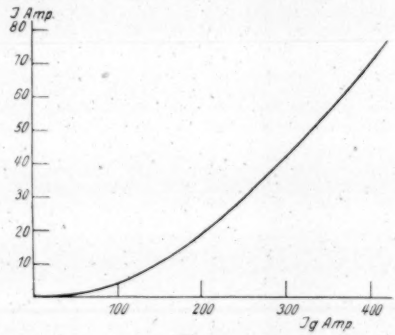


Fig. 3.

und Schottky benutzte Gleichrichtertype wiedergegeben ist.

Die Vorstellungen, die man sich machen kann über die Vorgänge im elektrischen Lichtbogen, sind leider noch wenig gegründet. Die Versuche von Franck und Hertz und die große Zahl von Arbeiten, welche daran anknüpfen, so entscheidend neue Gesichtspunkte und Einsichten wir ihnen verdanken, für die Vorgänge im Lichtbogen, etwa des Quecksilberdampfgleichrichters bedeuten sie erst einen Anfang. Wir wissen nichts mit den Resultaten dieser Arbeiten an Strenge Vergleichbares über die Elementarvorgänge der Ionisation und Rekombination bei hohen Temperaturen, bei hohen Stromdichten und in so komplizierten Gasgemischen, wie die Gase und Dämpfe im Zylinder eines Großgleichrichters sie vorstellen. Zum mindesten scheint es problematisch im Lichtbogen eines Quecksilberdampfgleichrichters mit der aus Elektronenstoßversuchen nach Franck und Hertz ermittelten Ionisationsspannung reinen Quecksilberdampfes zu rechnen, wie das die Herren Schenkel und Schottky tun. Aber wenn man zum qualitativen Verständnis der Kurvenscharen der Fig. 2 annimmt, wie das bisher meistens geschehen ist, der Lichtbogen bestehe aus einem Dissoziationsgleichgewicht von Elektronen und positiven Ionen, in dem die Prozesse der Ionisation, Rekombination und Diffusion an die Wände sich die Wage halten, so liegt die Vermutung nahe, der Gehäusestrom J komme im positiven,

anodischen Teil der Charakteristik dadurch zustande, daß das Gehäuse dem Lichtbogen mehr Elektronen als positive Ionen, im negativen kathodischen Teil aber mehr positive Ionen als Elektronen entzieht. Elektronen und positive Ionen unterscheiden sich für einen solchen durch ein elektrisches Feld beeinflußten Diffusionsvorgang eigentlich nur in ihrer Beweglichkeit, und man wird erwarten, daß dann die zwei Äste der Charakteristik, wenn auch graduell verschieden, so doch qualitativ ähnlich verlaufen werden. Nun ist das, wie ein Blick auf die Fig. 2 zeigt, auch nicht annähernd der Fall. Vom positiven anodischen Teil könnte man sich wohl denken, daß er darauf zurückzuführen ist, daß das Gehäuse dem Lichtbogen in vermehrtem Maße Elektronen, in vermindertem Maße positive Ionen entzieht, aber der negative, kathodische Ast, wo die Stromstärke in scharfem Umbiegen unabhängig von der Spannung wird, ist unter einem solchen Bilde nicht zu verstehen. In diesem Dilemma kommen die Herren Schenkel und Schottky zu der Auffassung, die negativen Sättigungsströme seien lichtelektrische Ströme. Sie hätten also nach ihren Beobachtungen bei ca. 400 Amp. Gleichrichterstrom lichtelektrische Ströme von nahezu 100 Amp. gemessen. Sie anerkennen allerdings, daß der stärker als proportionale, fast quadratische Anstieg dieses lichtelektrischen Stromes mit dem Gleichrichterstrom nicht recht zu verstehen ist. Denn wegen der Konstanz des Lichtbogenabfalles ist der Zylinderverlust und vermutlich dann auch die entwickelte Lichtenergie der Stromstärke proportional. Ferner finden sie die Ausbeute des vermuteten lichtelektrischen Vorganges ungewöhnlich hoch, ohne an Hand von zuverlässigen Absolutmessungen des lichtelektrischen Effektes eine zahlenmäßige Abschätzung vorzunehmen.

Die Ausbeute ist in der Tat eine ungewöhnliche, denn rechnen wir, daß bei 400 Amp. Gleichrichterstrom 10 Volt des Spannungsabfalles in ausgebeutete Lichtenergie umgesetzt werden, so ergäbe das nach ihren Messungen einen lichtelektrischen Effekt von 100 Amp. pro 4000 Watt oder gleich $4{,}19/40 = 1/10$ Coulomb pro cal. absorbierte Lichtenergie. Nun haben z. B. Pohl und Pringsheim für Photoeffekt an Kalium-Amalgamen[1]) höchstens $11 \cdot 10^{-4}$ Coulomb pro cal. absorbierte Lichtenergie und für selektiven Photoeffekt an empfindlichen Natriumzellen[2]) für die ergiebigste Wellenlänge von 365 $\mu\mu$ $150 \cdot 10^{-4}$ Coulomb pro cal. absorbierte Lichtenergie gemessen. Es scheint daher geboten, eine andere als die lichtelektrische Deutung dieses sogenannten Sättigungsstromes zu versuchen.

Der eine von uns hat vor ca. einem Jahr die kathodische Charakteristik einer Elektrode aufgenommen, in deren Nähe ein Quecksilberlichtbogen vorbeistrich. Er hat ganz ähnliche Kurven erhalten, wie die der Herren Schenkel und Schottky in Fig. 2. Zuerst vom Potential der stromlosen Elektrode mit nur wenig abnehmender Spannung ein sehr rascher Anstieg des Stromes, dann in einem Knie ein scharfes Umbiegen der Charakteristik zu einem Sättigungsstrome, der unabhängig von der Spannung erhalten blieb. Das letztere war allerdings bei diesen Versuchen nicht streng der Fall, denn es zeigte sich, daß bei negativen Spannungen von einigen Hundert Volt eine, wenn auch schwache, so doch mit der negativen Spannung wachsende Zunahme des sogenannten Sättigungsstromes deutlich zu erkennen war. Die Erklärung dieses Verlaufes der Charakteristik, welche wir damals angenommen haben, ist am besten an den Kurven der Fig. 4 zu erläutern. Sie sind an einem Großgleichrichter aufgenommen.

Zwischen einer Eisenanode und der Quecksilberkathode brennt ein Gleichstromlichtbogen, der sogenannte Hauptlichtbogen der Stromstärke J_g. Er führt in der Nähe einer Hilfselektrode vorbei. Fig. 4 zeigt die Stromspannungscharakteristik der hier allein inter-

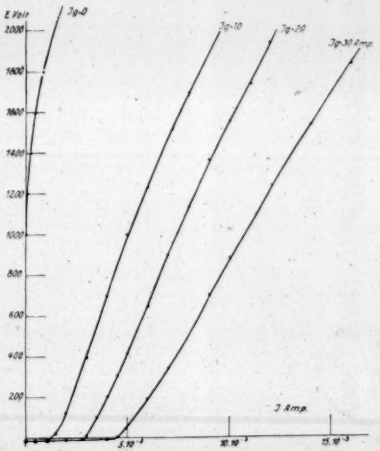


Fig. 4.

1) Verhandlungen der Deutschen Phys. Ges. 15, 431, 1913.

2) Verhandlungen der Deutschen Phys. Ges. 15, 173, 1913.

essierenden kathodischen Entladung dieser Hilfselektrode bei Stromstärken des Hauptlichtbogens von 0, 10, 20, 30 Amp. Fig. 5 ist eine Ver-

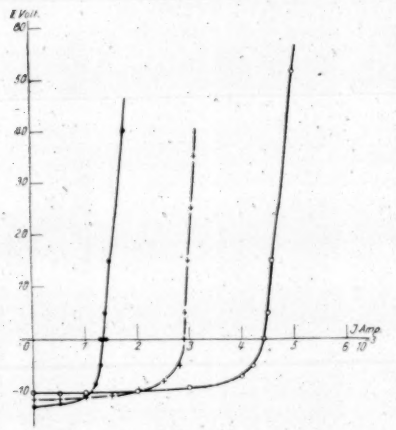


Fig. 5.

größerung des Verlaufes in der Nähe der Stromachse. In beiden Bildern sind gegenüber Fig. 2 die Vorzeichen der Achsenrichtungen umgekehrt, da uns ja nur die kathodische Entladung interessiert. Im Text bedienen wir uns einer entsprechend veränderten Ausdrucksweise. Auch hier, wie das mit den erstgenannten Versuchen übereinstimmt, zunächst ein rascher Anstieg der Stromstärke mit der Spannung und bei einer verhältnismäßig noch kleinen Spannung von wenigen Volt ein scharfes Umbiegen der Charakteristik zu einem viel steileren Verlauf, der bei höheren Spannungen sich immer mehr nach höheren Stromwerten hin krümmt. Die Kurve für $J_g = 0$ ist offenbar die Charakteristik der gewöhnlichen, selbständigen Glimmentladung. Sie setzt mit dem Funkenpotential, im vorliegenden Fall ca. 1000 Volt, ein. Brennt ein Hauptlichtbogen z. B. von 30 Amp., so entzieht ihm die Hilfselektrode mit allmählich steigender Spannung in vermehrtem Maße positive Ionen, in vermindertem Maße Elektronen. Dies ist der Vorgang bis zum Umbiegen der Charakteristik nach oben. Es wäre nun offenbar nicht richtig, anzunehmen, daß vom Knie an die Entladung zu einer selbständigen wird, weil ihre Charakteristik mehr oder weniger analog verläuft, wie die der selbständigen Glimmentladung $J_g = 0$. Denn schaltet man kurz oberhalb des Knies J_g plötzlich ab, so verschwindet natürlich die ganze Entladung. Dagegen wird es richtig sein zu vermuten, daß mit dem scharfen Umbiegen der Charakteristik der Mechanismus der selbständigen Glimmentladung einsetzt, also Kathodenstrahlauslösung, Aufbau einer mit der Stromstärke wachsenden Raumladung vor der Kathode, Kathodenfall. Die Glimmentladung der vom Knie ansteigenden Charakteristik ist also ein Zwitterding zwischen einer rein unselbständigen Entladung und einer selbständigen Glimmentladung. Unselbständig insofern, als sie nur unter Fremdionenzufuhr bestehen, selbständig aber insofern, als vor der Elektrode ein Kathodenfall von über 1000 Volt auftreten kann, mit offenbar demselben Mechanismus, wie bei der selbständigen Glimmentladung. Denn liegt die Spannung über der Grenze, von der an eine selbständige Glimmentladung einsetzt, so geht die Zwitterentladung kontinuierlich in diese über, falls man die Fremdionenzufuhr allmählich bis gegen Null hin abnehmen läßt. Solche gemischt unselbständig-selbständige Entladungen sind ja gut bekannt und in jedem Lehrbuch über Ionentheorie findet man eine Kurve, die darstellt, wie etwa mit dem Einsetzen der Stoßionisation der Sättigungsstrom einer durch Röntgenstrahlen erzeugten Fremdionisation mit wachsender Spannung plötzlich wieder ansteigt und über das Funkenpotential einmündet in die Charakteristik der selbständigen Glimmentladung. In diesem bekannten Beispiel ist allerdings das Einsetzen des Mechanismus der selbständigen Entladung verbunden mit einem starken Anwachsen der Stromstärke, während in unserem Fall gerade das Umgekehrte eintritt; aber das kommt nur daher, weil in dem Schulbeispiel in der Regel im Verhältnis zur Glimmstromstärke sehr kleine Fremdionenströme angewendet werden, während hier ein Fall vorliegt, wo der Fremdionenstrom viel größer oder doch von derselben Größenordnung ist, wie die Stromstärke der selbständigen Entladung. Im Falle des Schulbeispiels ist mit dem Erreichen des Sättigungsstromes die Ergiebigkeit der Fremdionenquelle voll ausgenützt und erst das Einsetzen des Mechanismus der selbständigen Entladung erhöht die Zahl der am Stromtransport beteiligten Ladungsträger. In unserem Fall dagegen setzt der Mechanismus der selbständigen Entladung ein, bevor die Ergiebigkeit der Fremdionenquelle limitiert, bevor also deren Sättigungsstrom erreicht ist. Von dem Moment an ist nun aber jede weitere Steigerung des Stromes verbunden mit dem Aufbau einer Raumladung vor der Kathode, also mit der Überwindung eines Kathodenfalls. In dem uns interessierenden Beispiel, wo wir nicht mehr gut von einer Entladung zwischen 2 Elektroden sprechen können, sondern wo eigentlich nur

eine Elektrode da ist, aber umgeben von einer sehr ergiebigen Atmosphäre positiver Ionen und Elektronen, tritt das verschiedene Verhalten der Elektrode, je nachdem sie als Kathode Elektronen abgibt, oder als Anode Elektronen aufnimmt, besonders deutlich hervor: Als Anode bei genügender Ergiebigkeit der Fremdionenquelle eine eigentlich unbegrenzte Stromaufnahmefähigkeit bei nur geringen Spannungsgefällen, als Kathode aber das Auftreten eines mit der Stromstärke steil zunehmenden Kathodenfalls von unter Umständen mehreren tausend Volt. Das sind Unterschiede, die aus der verschiedenen Beweglichkeit und Ionisierungsfähigkeit der positiven Ionen und Elektronen im Gasraum nicht zu erklären sind. Eine genauere Theorie des Kathodenfalls würde wahrscheinlich zeigen, daß dieses prinzipiell verschiedene Verhalten auf die Vorgänge an der Elektrode zurückzuführen ist und insbesondere damit zusammenhängt, daß Elektronen an der Elektrode sekundär dieselbe Ionenart, also wieder Elektronen auslösen, während die positiven Ionen sekundär nicht positive Ionen, sondern die entgesetzte Ionenart, nämlich Kathodenstrahlen erzeugen.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß bei Elektrodenmaterialien, die abnorm große Anodenfälle zeigen, dies davon herrühren könnte, daß die auftretenden Elektronen positive Ionen auslösen, so daß dann an einer derartigen Anode sich der dem Kathodenfall der gewöhnlichen Glimmentladung dual entsprechende Mechanismus einstellt. Wir denken z. B. an die Versuche von Gehrcke und Reichenheim, die an Salzen Anodenstrahlen auslösten und dabei Anodenfälle von mehr als 2000 Volt beobachtet haben.

Da die Meßanordnung und die Kurven Fig. 2 der Herren Schenkel und Schottky qualitativ nicht verschieden sind von unsern Messungen, so scheinen uns auf sie dieselben Überlegungen anwendbar, wie sie für unsere Kurven, Fig. 4 u. 5 deutlicher sich anfdrängen. Die Herren Schenkel und Schottky haben nur viel größere Gleichrichterstromstärken, nämlich bis 400 Amp. angewendet und als Hilfselektrode das Gehäuse von 1 bis 2 m² Oberfläche, das den Hauptlichtbogen allseitig umschließt. Die unselbständige Entladung wird daher bei ihnen so groß, daß die schwache Neigung der Kurve nach dem Knie ihrer Beobachtung entging, um so mehr als sie wegen Zündung des Lichtbogens am Gehäuse nur bis höchstens 40 Volt beobachten konnten. An der Auffassung, es handle sich bei dem quasi Sättigungsstrom um einen lichtelektrischen Effekt, wird man darnach nicht mehr festhalten wollen. Allerdings ist es richtig, lediglich aus der verschiedenen Beweglichkeit der positiven Ionen und Elektronen im Gasraum ist die in die Augen springende Asymmetrie der Charakteristik Fig. 2 nicht zu erklären, aber die Vorgänge an den Elektroden sind mit zu berücksichtigen und der für Elektronen und positive Ionen verschiedene Mechanismus ihres Verschwindens an den Elektroden ist wahrscheinlich für das so verschiedene Verhalten einer in einem fremdionisierten Raum befindlichen Elektrode, je nachdem sie Anode oder Kathode einer Entladung ist, verantwortlich zu machen. Die Spekulationen über die positive Säule des Lichtbogens und den Elektrizitätstransport im Quecksilberdampfgleichrichter, soweit die Herren Schenkel und Schottky dabei auf ihrer Hypothese vom lichtelektrischen Sättigungsstrom aufbauen, wird man darnach mit Vorsicht aufnehmen müssen.

Zum technischen Teile ihrer Arbeit werden wir an anderen Orten Gelegenheit haben, Stellung zu nehmen.

(Eingegangen 11. Mai 1923.)

BESPRECHUNGEN.

E. R. Neumann, Vorlesungen zur Einführung in die Relativitätstheorie. gr. 8°. VII u. 228 S. m. 39 Abb. im Text. Jena, G. Fischer, 1922. M. 90.—.

Das vorliegende Buch ist ein Lehrbuch im besten Sinne des Wortes. Es vermeidet die Oberflächlichkeit populärer Darstellungen ebenso wie die zu Schwierigkeiten für den Anfänger führende Knappheit der wenigen guten bisherigen Darstellungen desselben Gegenstandes. Der Verf. führt mit großem pädagogischen Geschick seine Leser in die Ideen der Theorie und ihre mathematische Formulierung ein.

Die Darstellung schließt sich im wesentlichen der historischen Entwicklung an. Die nötigen mathematischen Hilfsmittel werden dort, wo sie nötig sind, gegeben und zwar in der Form, in der sie von den beteiligten Forschern in die Theorie eingeführt worden sind. Hierdurch ist sicher die Lektüre der Originale für den Leser sehr erleichtert. Auch die allgemeine Relativitätstheorie wird eingehend behandelt. Ein kurzer Anhang ist der Weilschen Theorie gewidmet.

Das Buch kann allen denen, die die Relativitätstheorie gründlich kennen lernen wollen und über ein gewisses Maß mathematischer und physikalischer Vorbildung verfügen, angelegentlich empfohlen werden.

E. Madelung.

W. Wien, Die Relativitätstheorie vom Standpunkte der Physik und Erkenntnislehre. 8°. 36 S. m. 3 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 1921. Brosch. M. 6.—.

Der hier im Druck vorliegende Vortrag (gehalten im Verwaltungsgebäude der Firma Siemens & Halske in Siemensstadt bei Berlin am 18. März 1921) verfolgt nach des Verf. eignen Worten nicht, wie so viele Aufsätze, das Ziel, wissenschaftlich Ungeschulte in die Relativitätstheorie einzuführen, er will nur in möglichst einfacher Weise darstellen, „wie man zur Relativitätstheorie gelangt ist, welche Ziele sie verfolgt, was sie leistet und welcher Erkenntniswert ihr zuzuschreiben ist". Doch scheint dem Ref. auch gerade eine solche orientierende Darstellung schon immer eine gewisse Kenntnis der Theorie vorauszusetzen, und so wird auch von diesem klar und anschaulich geschriebenen Schriftchen, das noch durch einen Anhang mit Anmerkungen über speziellere Fragen ergänzt wird, doch wohl nur der Eingeweihte Nutzen haben. Hier sei nur kurz der Standpunkt des Verf. skizziert: Die spezielle Relativitätstheorie akzeptiert er in vollem Umfange, sie entspricht allen 4 Forderungen, die er an eine brauchbare Theorie stellt: daß sie 1. aus einem Postulate folgen soll, 2. logisch widerspruchsfrei sein soll, 3. daß ihre Folgerungen mit den Tatsachen übereinstimmen sollen und 4. daß sie einfach sein muß. Bei der allgemeinen Relativtätstheorie sieht der Verf. nur die zweite Forderung als erfüllt an; bezüglich der dritten scheinen ihm die Beobachtungen eine Entscheidung noch nicht zu gestatten. Zu (1) bemerkt er mit Recht, daß die allgemeine Theorie eine Zusammenfassung verschiedener Vorstellungen darstellt, nicht einheitlich aus dem Relativitätsprinzip fließt. (Im übrigen sieht er dieses als ein erkenntnistheoretisches und nicht als ein physikalisches Prinzip an, weil es nicht, wie jedes solche, nur näherungsweise gelten könne, sondern entweder angenommen oder verworfen werden müsse.) Freilich läßt sich über die Berechtigung der Forderung (1) streiten, ebenso wie über die vierte der Einfachheit. Bezüglich der letzteren verteidigt der Verf. zwar die Theorie gegen den Vorwurf, daß sie etwa eine Rückkehr zu dem verwickelteren Ptolemäischen Weltbilde darstellt, doch dürfte es wenig im Sinne der Theorie sein, diese Verteidigung damit zu führen, daß die Theorie dieses ältere Weltbild nur als „logisch möglich", nicht als „wirklich" behaupte und daher auch die Erklärung der bei der Erddrehung auftretenden Fliehkräfte durch die Einwirkung der Himmelskörper entbehren könne. Vom Standpunkt der Relativitätstheorie kann man doch diese Fliehkräfte niemals, auch nicht im Copernikanischen System, als Folge der „Drehung an sich" ansehen, sondern immer nur der „Drehung gegen den Fixsternhimmel", also der Einwirkung der anderen Himmelskörper.

E. R. Neumann.

Hurwitz-Courant, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen. Berlin, Springer. 1922.

Kein Forschungsgebiet der Mathematik erfreut sich so zahlreicher und so ausgezeichneter Darstellungen in Lehrbüchern wie die Funktionentheorie. Nur in dieser Disziplin ist es möglich, daß neben Burckhardt und Knopp, neben Osgood und Bieberbach soeben noch eine neue, dem Studenten bestimmte Vorlesung treten kann, die wieder etwas ganz Neues, wieder ein besonderer Wert für sich ist. Der Ruhm der Vorlesungen, die Hurwitz in Zürich hielt, hatte sich seit langem über die deutschen Lande verbreitet, und wenn es ihm nicht vergönnt war, sie an einer mathematisch zentraleren Stelle zu breiterer Wirkung zu bringen, so ist es um so mehr zu begrüßen, daß Courant, der einst in Zürich zu Hurwitz' Füßen gesessen hat, diese berühmteste Hurwitzsche Vorlesung jetzt der mathematischen Öffentlichkeit erschlossen hat. Er hat sich damit nicht begnügt, sondern hat einen ausgedehnten Abschnitt über geometrische Funktionentheorie hinzugefügt. Die modernen Methoden zur Bereinigung der Riemannschen Theorie, die Hilbert mit seinen Untersuchungen über das Dirichletsche Prinzip inauguriert hat, und an deren Durcharbeitung Courant selbst großen Anteil hat, werden hier zum erstenmal außerhalb von Originalabhandlungen dargestellt, in einer Sprache, die physikalische Vorstellungen atmet und so dem Geiste Riemanns nach Möglichkeit gerecht wird. Es ist damit ein erster Schritt zur wirklichen Popularisierung dieser fruchtbaren Methoden getan, und es muß sich nun zeigen, ob sie von hier aus den Eingang in den faktischen Vorlesungsbetrieb finden. Es ist naturgemäß, daß es dazu noch mancher Ausgestaltung im einzelnen bedürfen wird, und daß also dieser zweite, Courantsche Teil des Buches von ganz anderem Charakter ist, als der erste, in äußerster Feinheit von Hurwitz geschliffene. Dieser Hiatus ist kein so zufälliger, wie der Herausgeber es im Vorwort andeutet, sondern ein der Natur der Sache durchaus gemäßer. Die Theorien von Riemann und von Weierstraß, jede in sich wundervoll rein und geschlossen, sind doch aufeinander angewiesen und können kaum mehr die eine ganz ohne die andere dargestellt werden. Die lose Vereinigung, die Courant vornimmt, erscheint mir in vielen Punkten glücklicher als die heute moderne totale Fusion. Die doppelte Darstellung der Lehre von den Modulfunktionen, die berühmte arithmetische von Hurwitz und die auf konforme Abbildung gestützte von Courant, ist ein Musterbeispiel hierfür.

Toeplitz.

H. Barkhausen, Elektronenröhren. gr. 8°. 124 S. 54 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1923. Grundpreis geh. M. 6.—.

Die Abhandlung zerfällt in zwei Teile, die elektronentheoretischen Grundlagen und die Verstärkung schwacher Wechselströme. Im ersten Teil werden, ausgehend von der Richardsonschen und Langmuir-Schottkyschen Theorie, die Verhältnisse des Elektronenaustrittes aus glühenden Körpern und ihre Bewegung im Vakuum geschildert. Die Begriffe der Raumladung, des Anlaufstromes, des Sättigungsstromes, der Sekundärstrahlung werden eingehend erläutert. Anschließend wird der Einfluß der Gitterelektroden nebst der Bedeutung der so entstehenden charakteristischen Röhrenkonstanten (Durchgriff, Steilheit, Güte) beschrieben.

Der zweite Teil gibt die Theorie der Röhren ohne Gitterstrom, die Theorie der Verstärkerschaltungen und den Einfluß und die Entstehung des Gitterstromes.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das Buch eine sehr wünschenswerte Ergänzung zu dem gleichnamigen Werk von Möller (Sammlung Vieweg) darstellt, insofern als hier die Abfassung mehr unter physikalischen Gesichtspunkten vor sich ging und der in technischer Hinsicht natürlich ebenso wichtige formale Teil zurücktritt.

A. Goetz.

Max Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. Vierte, abermals umgearbeitete Auflage. gr. 8°. X u. 224 S. Leipzig, Verlag von J. A. Barth. 1921.

Die neue Auflage der „Wärmestrahlung" bewahrt den ursprünglichen Charakter. Es wird nicht auf die ganze Quantentheorie, deren Schwerpunkt jetzt von der Thermodynamik mehr nach der Elektronentheorie hin verschoben ist, eingegangen, sondern es wird nur das Problem der Wärmestrahlung und einige damit eng zusammenhängende Fragen der statistischen Mechanik materieller Körper behandelt.

Die Behandlung der aus der Elektrodynamik und Thermodynamik gezogenen Folgerungen sind wesentlich unverändert geblieben, dagegen ist der quantentheoretische Teil ganz umgearbeitet worden. Durchgehends sind die „erste" und die „zweite" Quantentheorie parallel behandelt. Als Modelle für die absorbierenden und emittierenden Körper sind außer den linearen Oszillatoren auch Rotatoren, d. h. starre Molekeln, welche sich um feste Achsen drehen und Bohrsche Wasserstoffatome hinzugekommen. Die wichtigste Änderung in der Methode gegenüber den früheren Auflagen ist, daß zur Lösung statistischer Probleme ständig die Fokker-Planckschе Differentialgleichung benutzt wird, welche die statistische Verteilung und mittlere Verschiebung und das Verschiebungsquadrat einer Größe miteinander verknüpft. Die Ableitung des Strahlungsgesetzes lehnt sich etwas an die Einsteinsche an.

Brody.

Fr. Dessauer, Dosierung und Wesen der Röntgenstrahlenwirkung in der Tiefentherapie vom physikalischen Standpunkt. 8°. 69 S. m. 6 Textfiguren. Dresden u. Leipzig, Theodor Steinkopff. 1923.

Die Aufgabe des Buches soll es sein, den Arzt davon zu überzeugen, daß es für die Dosierung in der Tiefentherapie „eine genügende Theorie, aber auch eine einigermaßen hinreichende nicht sehr schwierige Praxis" gibt. Wenigstens steht der Weg offen, physikalisch exakt zu dosieren.

Im ersten Abschnitt des ersten Teils wird die Theorie elementar entwickelt. Dessauer bekennt sich hier mit aller Entschiedenheit zu der Auffassung, daß Röntgenstrahlen verschiedener Härte biologisch verschieden wirksam sein müssen.

Der zweite Abschnitt des ersten Teils behandelt die praktische Dosierung. Hier wird die Messung der Stärke, der Intensität, der räumlichen Verteilung der Strahlen im Körper und die Zeit, während der bestrahlt wird, besprochen. Dem Problem der Wellenlängenempfindlichkeit der Ionisationskammer wird eingehende Beachtung geschenkt.

In einem Anhang zum ersten Teil sind in sehr zweckmäßiger Weise eine eingehendere mathematische Behandlung der Schwächung und Absorption, Definitionen und Tabellen für die Tiefentherapie zusammengestellt.

Im zweiten Teil entwickelt Dessauer seine Theorie der „Punktwärmen". Die Röntgenstrahlen lösen im getroffenen Gewebe bekanntlich Elektronen hoher Geschwindigkeiten aus. Wir wissen durch Lenards Arbeiten, daß diese ihre lebendige Kraft durch zwei verschiedene Prozesse verlieren können: einerseits durch „Geschwindigkeitsverlust" (Lenard); das Elektron trifft nacheinander eine große Anzahl Atome, ionisiert sie und verliert jedesmal einen kleinen Bruchteil seiner lebendigen Kraft. Dies geschieht solange, bis diese aufgebraucht ist. Andererseits kann der Fall eintreten, daß das schnelle Elektron von einem Atom oder Molekül „absorbiert" wird (Lenard). Es gibt hierbei seine gesamte lebendige Kraft an das getroffene Atom oder Molekül ab. Während man nun bisher annahm, daß sich die biologische Wirkung infolge von „Geschwindigkeitsverlust" vollzieht, indem die ionisierten Atome oder Moleküle zu neuer, anderer chemischer Bindung präpariert werden, entwickelt Dessauer die Ansicht, daß die biologische Wirkung auf „Elektronenabsorption" beruht. Indem das Atom oder Molekül die Gesamtenergie des Elektrons aufnimmt, erhält es eine Geschwindigkeit, die nach der kinetischen Wärmetheorie einer hohen Temperatur des Atoms oder Moleküls allein entspricht. Ihr wird die biologische Wirkung zugeschrieben.

In einem Anhang zum zweiten Teil werden die mathematischen Grundlagen dieser Theorie entwickelt.

Der Arzt, der die kleine Schrift liest, könnte sich die Überzeugung bilden, als sei die Aufgabe der praktischen Dosierung heute gelöst. Der Physiker, der die Methoden mit kritischerem Blicke prüft, muß hier ernste Bedenken und Warnungen erheben. Bei aller Anerkennung für die Verdienste Dessauers sind wir heute noch recht weit vom Ziele entfernt.

Hans Küstner.

K. Geisler (Dr.-Ing., Reg.-Rat im Reichspatentamt), **Künstlicher Kautschuk für elektrische Isolierungszwecke.** (Heft 250 der Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens.) 4°. 89 S., m. 56 Abbildungen u. Diagrammen, Verlag des Vereins deutscher Ingenieure, Berlin 1922. — Zu beziehen durch die Verlagsbuchhandlung J. Springer, Berlin W 9. Grundzahl M. 2.—

Während des Krieges war Deutschland auf Regeneratgummi und künstlichen Methylkautschuk, der durch Polymerisation von Dimethyl-butadien erzeugt wurde, angewiesen. Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden in verschiedenen größeren Werken ausgeführt und blieben bis nach Kriegsende geheim. Sie betrafen die drei Formen W-, H- und BK-Kautschuk des künstlichen Produktes und ergaben, daß — wenn auch die mechanischen Eigenschaften abwichen und die Verwendbarkeit beschränkten — so doch in elektrischer Hinsicht der Methylkautschuk dem natürlichen ebenbürtig war.

Die beiden ersten Kapitel enthalten die Prüfungen der mechanischen, elektrischen, sonstigen physikalischen und chemischen Eigenschaften erst des künstlichen Weichgummis, dann des Hartgummis. Dabei kamen auch die „Bestimmungen zur abgekürzten Untersuchung von elektrischen Isolierstoffen" des VDI, an Apparaten die Schoppersche Zerreißmaschine (Ringproben) und ein vom Verfasser danach gebauter Apparat zur Prüfung bei verschiedenen Temperaturen zur Anwendung.

Ein drittes Kapitel berichtet über die technische Eignung des Methylkautschuks, über die Mitverwendung von Regeneraten, über Kabel aus den verschiedenen Formen, über Akkumulatorenkästen aus dem Hartgummi u. dgl. Allgemeine Fabrikationserfahrungen werden mitgeteilt, Mikrophotographien von Methylkautschuk-Mischungen abgebildet usw.

Vom Regenerieren und Replastizieren des vulkanisierten Methylkautschuks sowie von der chemischen Analyse handelt ein Anhang.

Den Schluß des Ganzen bilden Angaben wirtschaftlicher Natur mit Aussichten auf die Zukunft und ein besonderes Literaturverzeichnis.

Die stark zusammengedrängte Wiedergabe der ausgedehnten Versuche behält ihren Wert, trotzdem der künstliche Kautschuk wieder dem natürlichen hat weichen müssen, und kann als Muster und Grundlage für die technische Untersuchung verwandter Stoffe dienen. Wienhaus.

H. Thurn, Der funkentelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst. gr. 8°. 82 S. mit 15 Abbildungen. Berlin W. M. Krayn. 1923. Grundpreis brosch. 1.50.

Die vorliegende Arbeit schildert unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse in Deutschland zusammenfassend den neuesten Stand des funkentelegraphischen Wetter- und Zeitzeichendienstes.

Es wird die Art beschrieben, in welcher die Wettermeldungen von Schiff zu Schiff und von Küste zum Schiff übermittelt werden und wie der Funkenwetterdienst in Deutschland und im Auslande geregelt ist. Eine Liste der internationalen Funksendestellen ist beigefügt.

In der gleichen Weise ist die Methode und Regelung des internationalen Zeitzeichenverkehrs geschildert, wobei die zurzeit gebräuchlichen Sende- und registrierenden Empfangsapparate beschrieben werden. Am Ende ist die Weltfunkentelegraphie-Zeitzeichenliste aufgeführt. A. Goetz.

August Hund, Hochfrequenzmeßtechnik. Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Mit 150 Textabbildungen. gr. 8°. 326 S. Berlin, J. Springer. 1922. Grundpreis 8.50.

Die vorliegende Abhandlung hat den Zweck, dem Schüler der Hochfrequenztechnik sowohl als dem in der Praxis stehenden Ingenieur und Physiker brauchbare Meßmethoden zu unterbreiten.

Der Verf. legt besonderen Wert auf die Darlegung der Prinzipien, welche den Meßmethoden und den zu verwendenden Apparaten zugrunde liegen und verliert sich nicht in der Schilderung technischer Einzelheiten der zurzeit in Frage kommenden Konstruktionen, so daß das Werk einen bleibenden Wert besitzt. Einen großen Raum nehmen die Meßmethoden mittels Elektronenröhren und Edelgasaggregaten ein; sie erfahren hier erstmalig eine zusammenfassende Schilderung. Auch die Wirkungsweise der Sekundärstrahlenröhre — des „Dynatrons" — und die durch sie möglichen Meßmethoden finden eingehende Erwähnung.

Die Einfügung des theoretischen Teiles ist derart, daß im Text die praktisch brauchbaren Formeln in jedem Fall angegeben sind, am Schluß des Buches aber die mathematische Ableitung gesondert gebracht wird.

Der Inhalt: Hochfrequenzgeneratoren, Spannungs- und Stromtransformatoren, Phasenwechsler, Frequenzwechsler, die Gleichrichter, Spannungs-, Strom- und Energieverstärker, die Kathodenstrahlenröhre als Hochfrequenzoszillograph, Differentialsysteme, Apparate und Systeme für die Messung von Hochfrequenzströmen, Spannungsmessung, Bestimmung der Wellenlänge, Periodenzahl und Periodendauer, Bestimmung der Wellengruppenfrequenz und der im Wellenzug brauchbaren Schwingungen, Bestimmung der Kapazität, Bestimmung des Koeffizienten der Selbstinduktion, Bestimmung der Koeffizienten der gegenseitigen Induktion und der Koppelung, Bestimmung des wirksamen Widerstandes, die Messung der Hochfrequenzleistung, Bestimmung des Dekrements, des Leistungsfaktors, der Phasenverschiebung und der Resonanzschärfe, Messungen an Lichtbogengeneratoren, ferromagnetische Untersuchungen, Vakuumröhrenmessungen, Antennenuntersuchungen, verschiedene Meßmethoden, elektromotorische Kräfte in Systemen, die negativen Widerstand besitzen, das verallgemeinerte symbolische Verfahren für freie und aufgezwungene Spannungen, Ermittlung von empirischen Gesetzen, Namen- und Sachregister. A. Goetz.

Berichtigung

zu der Arbeit: „Zur Lichtbrechung in Kreiszylindern oder Kugeln" von Carl Schmidt.

Die von Herrn Würschmidt (diese Zeitschr. **24**, 15, 1923) angegebene Formel für $\operatorname{tg}\frac{\chi}{2}$ ist richtig, und die Formel (1) meiner Arbeit (diese Zeitschr. **23**, 310/311, 1922) falsch. Ein Vorzeichenfehler in der Zwischenformel für $\operatorname{tg}\frac{\chi}{2}$ hat den Fehler veranlaßt. Es muß S. 311 richtig heißen:

$$\operatorname{tg}\frac{\chi}{2} = \frac{2\cdot\sin^3\frac{\omega}{2}\cdot(1+\sin\varepsilon)^2}{2\cdot\cos^3\frac{\omega}{2}\cdot(1-\sin\varepsilon)^2}, \quad \text{statt} \quad \frac{2\sin^3\frac{\omega}{2}(1+\sin\varepsilon)^2}{2\cos^3\frac{\omega}{2}(1+\sin\varepsilon)^2},$$

d. h.

$$\operatorname{tg}\frac{\chi}{2} = \operatorname{tg}^3\frac{\omega}{2}\cdot\left(\frac{1+\sin\varepsilon}{1-\sin\varepsilon}\right)^2.$$

Das ist genau die von Herrn Würschmidt gegebene Formel. Vielleicht sagt man dafür einfacher

$$\operatorname{tg}\frac{\chi}{2} = \operatorname{tg}^3\frac{\omega}{2}\cdot\operatorname{cotg}^4\frac{m}{2}, \text{ wo } \cos m = \frac{r}{e} \text{ ist.}$$

In Zeile 15 des 5. Abschnittes, S. 311 muß es dann heißen:

$$\operatorname{tg}\frac{\omega}{2} = \sqrt[3]{\operatorname{tg}\frac{\chi}{2}\cdot\operatorname{tg}^4\frac{m}{2}} \quad \text{statt} \quad \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} = \sqrt[3]{\operatorname{tg}\frac{\chi}{2}}.$$

Hamburg, 7. Juni 1923.

Dr. C. Schmidt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Charlottenburg Dr. Otto Gerngroß zum a. o. Professor daselbst, der Privatdozent an der Universität in Graz Dr. Josef Lindner zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Innsbruck, Dr. Harry Schmidt zum Dozenten für Mathematik am Friedrichs-Polytechnikum in Cöthen.

Gesuche.

Promovierter Physiker,

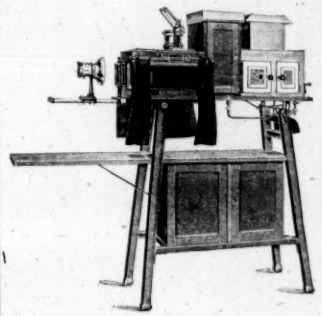
25 Jahre, in ungekündigter Industriestellung, sucht Stellung im Rheinland. Angebote unter **R. 10** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G. Chemnitz

Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Große Preise;
Turin: 2 Große Preise; Dresden: Großer Preis.



Kohls Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

Neuerscheinung

H. Barkhausen

Ordentl. Professor und Direktor des Instituts für Schwachstromtechnik der Techn. Hochschule Dresden

Elektronen-Röhren

I. Elektronentheoretische Grundlagen. II. Verstärkung schwacher Wechselströme. VI u. 124 S. 54 Abb. im Text. 8°.

Grundzahl geh. M. 6.—.
Grundzahl mal Schlüsselzahl des Börsenvereins D. B. ergibt den Markpreis. Für das Ausland ist Grundzahl = schweiz. Frc. Preis.

Der Verfasser gibt uns im vorliegenden Bande einen klaren Überblick über die, für die Zukunft der Elektrotechnik und drahtlosen Telegraphie im besonderen so ungeheuer bedeutungsvolle Materie der Schwachstromtechnik und das in einer für den Theoretiker wie für den Praktiker gleich fesselnden und lehrreichen Art. Barkhausen hat bekanntlich im Kriege eine Dienstschrift über das Röhrenwesen verfaßt, die damals bahnbrechend gewirkt hat. Auf dem Boden dieser Schrift, als Erweiterung und Vervollständigung, ist nun dieses Werk entstanden. Besonders amerikanische Interessenten seien darauf hingewiesen, da Barkhausen den vorgeschrittenen Stand der amerikanischen Röhrentechnik, der auch vielfach seine Studienbasis war, berücksichtigt.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

Dr. Hans v. Mangoldt, Dr. ing.

Geheimer Regierungsrat und Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Danzig

Einführung in die höhere Mathematik

für Studierende und zum Selbststudium

1. Band: Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung und der analytischen Geometrie. Mit 132 Figuren. (XVII u. 485 S. m. Reg.) Groß-8°. 4. Auflage 1923.

2. Band: Differentialrechnung. Mit 99 Fig. (XII u. 531 S. m. Reg.) Groß-8°. 3. Auflage 1921.

3. Band: Integralrechnung. Mit 115 Fig. (XII u. 571 S. m. Reg.) Groß-8°. 3. Auflage 1922.

Jeder Band Grundz. geh. M. 8.—, geb. M. 12.—.
Grundzahl mal Schlüsselzahl des Börsenvereins D. B. ergibt den Markpreis. Für das Ausland ist Grundzahl = schweiz. Frc. Preis.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

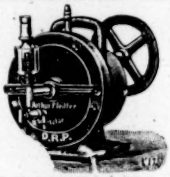
Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

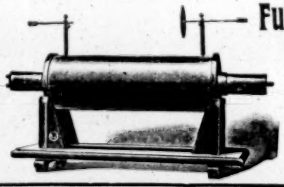
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

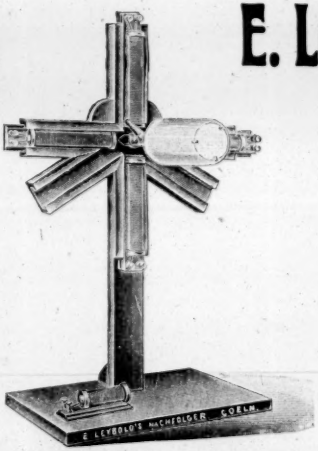
E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.